

工學碩士 學位論文

VOF法에 의한

不透過性潛堤 및 透過性潛堤 周邊波動場的  
碎波를 包含한 FULL NONLINEAR 解析에 관한 研究

*Full Nonlinear Analysis of Wave Fields*

*Due to the Impermeable Submerged Breakwater and  
the Permeable Submerged Breakwater based on VOF Method.*

指導教授 金 度 三

2002年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 李 光 浩

本 論文을 李光浩의 工學碩士 學位論文으로 認准함

委員長 工學博士 趙孝濟 (印)

委 員 工學博士 金殆坤 (印)

委 員 工學博士 金度三 (印)

2002年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 李光浩

Full Nonlinear Analysis of Wave Fields  
Due to the Impermeable Submerged Breakwater and  
the Permeable Submerged Breakwater  
Based on VOF Method.

by

Kwang Ho Lee

*Department of Civil and Environment Engineering  
Graduate School  
Korea Maritime University*

ABSTRACT

Recently, various numerical models for wave breaking have been presented but these models can't analyze wave transformation after wave breaking. In this study, full-nonlinear numerical analysis including wave breaking and transformation after breaking has been performed in the two-dimensional numerical wave channel, installed impermeable and permeable submerged breakwater, based on the volume of fluid method (VOF ; Hirt and Nichols, 1981). The results of the wave profile due to the impermeable and permeable submerged breakwater agree with experimental results of Kawasaki (1997) and Kioka (1992). Very strong nonlinear waves are occurred on the crown of the impermeable submerged breakwater and wave crest is separated after breaking. Also, return flow to incident wave direction is generated after the breaking point. Vortices are formed behind submerged breakwater, and large vorticity is occurred in the breaking point.

VOF法에 의한  
不透過性潛堤 및 透過性潛堤 周邊波動場의  
碎波를 包含한 FULL NONLINEAR 解析에 관한 研究

李 光 浩

한국해양대학교 대학원  
토목환경공학과

요 약

최근, 쇄파에 관한 다양한 수치해석이 수행되어 왔지만 기존의 수치해석기법들로는 쇄파후의 파랑변형과정을 충분히 고찰할 수 없다. 본 연구에서는 Hirt와 Nichols(1981)가 제안한 VOF 법에 기초하여 불투과 및 투과성잠제가 설치된 2차원수치파동수조내에서 쇄파 및 쇄파후의 파랑변형과정을 포함한 full-nonlinear 수치해석을 수행하였다. 불투과잠제의 수면변동에 대한 해석결과는 川崎(1997)의 수리실험결과와 잘 일치하였으며 투과성잠제의 수면변동에 대한 해석결과는 喜岡 등(1994)의 수리실험결과와 잘 일치하였다. 잠제상에서 강한 비선형성분파가 발생하고 쇄파된 후에는 파봉이 분열되는 현상을 확인하였다. 또한, 쇄파시에는 쇄파점 이후에서 파의 진행방향과 반대방향의 흐름이 발생하고, 잠제의 배후에서는 와가 형성되며 불투과잠제에 비해 투과성잠제의 와의 형성이 현저하다는 것을 알 수 있었다.



# 目 次

ABSTRACT .....	i
要約 .....	ii
目次 .....	iii
LIST OF FIGURES .....	vi
NOMENCLATURE .....	viii
第1章 序論 .....	1
1.1 本 研究의 背景 .....	1
1.2 既存의 研究 .....	2
1.3 本 研究의 目的 .....	3
1.4 本 研究의 構成 .....	3
第2章 不透過潛堤의 解析 .....	5
2.1 數值解析理論 .....	5
2.1.1 基礎方程式 .....	5
2.1.2 數值計算의 흐름 .....	7
2.1.3 格子設定과 셀 內에서의 變數位置決定 .....	8
2.1.4 基礎方程式의 離散化 .....	10
2.1.5 SOLA SCHEME .....	15
2.2 VOF 法에 의한 自由表面의 追跡 .....	17
2.2.1 自由表面의 數值計算을 위한 모델 .....	17
(1) 좌표계에 의한 방법 .....	17

(2) 유체면 위치의 추적모델을 이용하는 방법	18
2.2.2 VOF 函數의 誘導	18
2.2.3 VOF 函數에 의한 셀의 決定	20
2.2.3.1 自由表面의 方向 決定	21
(1) 기울기에 의한 방법	21
(2) VOF 함수값에 의한 방법	23
2.2.3.2 셀 分類의 例外	24
2.2.4 VOF 函數의 數值計算	25
2.3 境界條件	29
2.3.1 自由表面에서의 境界條件	29
2.3.1.1 流速境界條件	29
2.3.1.2 壓力境界條件	30
2.3.2 開 境界條件	31
2.3.3 그 外의 境界條件	33
2.4 造波條件	33
2.5 安定條件	35
2.6 解析結果	37
2.6.1 數值모델링의 檢證	37
2.6.1.1 造波波形檢證	37
2.6.1.2 實驗結果와의 波形比較	40
2.6.2 不透過潛堤의 幾何形狀에 따른 碎波位置	42
2.6.3 潛堤周邊의 非線型波浪변형 特性	43
2.6.4 潛堤周邊의 流體粒子速度場	46

2.6.5	空間波高變化와 平均水位變化 .....	56
2.6.6	直立壁에 作用하는 水平波力 및 波壓分布 .....	60
<b>第3章</b>	<b>透過潛堤의 解析 .....</b>	<b>62</b>
3.1	數值解析理論 .....	62
3.1.1	基礎方程式 .....	62
	(1) 體積空隙率과 面積空隙率의 定義 .....	64
	(2) 體積抵抗 .....	65
3.1.2	數值計算方法 .....	68
3.2	解析結果 .....	69
3.2.1	數值모델링의 檢證 .....	69
3.2.2	潛堤周邊의 流體粒子速度場 .....	71
3.2.3	空間水面變動 .....	80
3.2.4	空間波高變化와 平均水位變化 .....	82
3.2.5	透過潛堤內部的 流體粒子速度 .....	84
<b>第4章</b>	<b>結論 .....</b>	<b>86</b>
4.1	不透過潛堤 .....	86
4.2	透過潛堤 .....	86
<參考文獻>	.....	88

# Nomenclature

$a$	파의 진폭
$B$	매개변수
$\mathcal{B}$	상류차분(upstream difference)과 중앙차분을 고려하기 위한
$C$	파속
$c$	courant 수
$C_M$	관성력계수
$C_D$	항력계수
$C_f$	무차원 난류저항계수
$D_{i,k}$	$i, k$ 셀에서의 발산
$\delta$	dirac delta 함수
$\eta$	수위변동
$\eta_{\max}$	최대수위
$\eta_{\min}$	최소수위
$\bar{\eta}_o$	중관 source 위치에서의 수위변동
$\bar{h}_s(x, z, t)$	VOF 함수에 의해 기대되는 수위변동
$F_h$	수평파력
$f_l$	층류저항계수
$f_t$	난류저항계수
$g_z$	중력가속도
$\gamma$	체적공극율
$\bar{H}$	파고
$\gamma_x$	$x$ 방향의 면적공극율
$\bar{H}_{x^i}$	$x$ 방향의 면적공극율
$\bar{h}_{x^i}$	투수
$K_p$	투수계수
$\chi$	부가질량계수

$L_i$	입사파장
$l$	잠제간 중심거리
$\nu$	동점성계수
$P$	압력
$qh$	잠제의 천단수심
$\rho$	유체의 밀도
$q$	투과층내의 침투속도벡터
$S^*$	조파위치 $x=x_s$ 에서의 조파 source의 밀도
$\lambda_{t_i}$	합자파 쇄영역에서의 감쇠계수
$t$	시간
$\tau$	전단력
$U_o$	조파관에서의 유속
$u$	$x$ 방향의 유체입자속도
$w$	$z$ 방향의 유체입자속도
$x_b$	쇄파위치
$x_s$	조파 source의 위치

## List of Figure

Fig. 2.1	Definition Sketch for Analysis of Impermeable Submerged Break –water .....	6
Fig. 2.2	Flow chart for computation .....	7
Fig. 2.3	Illustration of computational mesh and Classification of cells .....	9
Fig. 2.4	Location of the variable in a cell .....	10
Fig. 2.5	Free surface using VOF Function .....	20
Fig. 2.6	Evaluation of free surface shape(1) .....	21
Fig. 2.7	Evaluation of free surface shape(2) .....	24
Fig. 2.8	Exception to the classification of cells .....	25
Fig. 2.9	Definition of donor–cell and acceptor–cell .....	26
Fig. 2.10	Advection method of VOF function .....	27
Fig. 2.11	Exception of advection computation .....	28
Fig. 2.12	Velocity boundary condition .....	29
Fig. 2.13	Pressure boundary condition on Free surface .....	30
Fig. 2.14	Sketch of added fictitious dissipation zone .....	32
Fig. 2.15	Variation of wave source factor .....	34
Fig. 2.16	Profiles of computed waves at each point .....	38
Fig. 2.17	Profiles of computed nonlinear waves at each time step during one wave period .....	39
Fig. 2.18	Comparison of Airy wave, Stokes'3rd wave and computed nonlinear wave profiles of computed waves at each point .....	39
Fig. 2.19	Comparison of Kawasaki experiment and this study .....	42
Fig. 2.20	Comparison of wave breaking points .....	43
Fig. 2.21	Time wave profile .....	46
Fig. 2.22	Spatial distribution of velocity due to the one–row impermeable submerged breakwater .....	48 ~ 51
Fig. 2.23	Spatial distribution of velocity due to the two–row impermeable submerged breakwater .....	52 ~ 55

Fig. 2.24	Spatial distribution of wave height and mean water level(1)	56
Fig. 2.25	Spatial distribution of wave height and mean water level(2)	57
Fig. 2.26	Spatial distribution of wave height and mean water level(3)	58
Fig. 2.27	Spatial distribution of wave height and mean water level(4)	59
Fig. 2.28	Horizontal wave loads and wave pressure distributions acting on the vertical wall	61
Fig. 3.1	Definition Sketch for Analysis of Permeable Submerged Break -water	63
Fig. 3.2	Porosity	64
Fig. 3.3	Surface Permeability	65
Fig. 3.4	Comparison of Kioka's experiment and caculation and this study	70
Fig. 3.5	Spatial distribution of velocity due to the one-row permeable submerged breakwater	72 ~ 75
Fig. 3.6	Spatial distribution of velocity due to the two-row permeable submerged breakwater	76 ~ 79
Fig. 3.7	Spatial distribution of water level due to the one-row permeable submerged breakwater(1)	80
Fig. 3.8	Spatial distribution of water level due to the one-row permeable submerged breakwater(2)	81
Fig. 3.9	Spatial distribution of water level due to the one-row permeable submerged breakwater(3)	81
Fig. 3.10	Spatial distribution of wave height and mean water level(1)	82
Fig. 3.11	Spatial distribution of wave height and mean water level(2)	83
Fig. 3.12	Spatial distribution of wave height and mean water level(3)	84

Fig. 3.13	Spatial distribution of velocity in the permeable submerged breakwater .....	85
-----------	---	----



# 第1章. 序論

## 1.1 本 研究의 背景

항만은 고대부터 경제활동에 있어 중요한 중심으로 자리잡아 오고 있으며, 이는 여러 고대문헌에서도 그 예를 찾아볼 수 있다. 근세에 접어들면서 조선과 항해술의 발달로 각 국가간 교역의 증가와 더불어 항만은 그 중요성이 더욱 증대되었고, 최근에 이르러서는 초대형 선박의 등장과 하역장비의 고효율로 인해 항만을 물류의 거점으로 하는 다양한 경제활동 및 산업활동이 이루어지고 있다. 또한, 효율적인 국토운용을 위한 간척사업과 국민생활수준의 향상에 따른 waterfront 시설의 요구 및 환경에 대한 관심의 고조로 인해 연안역의 비중이 크게 증대되고 있다. 즉, 연안역은 항만과 같은 기능적인 측면 이외에도 인간생활의 영역으로서 중요한 위치를 차지하고 있다. 이처럼 연안역의 비중이 증대됨에 따라 우리나라에서도 효율적인 항만 운용을 위한 기존 항만의 리모델링이나 신항만 건설 등과 같은 대규모 토목공사가 활발히 진행되고 있고 항만시설의 보호와 기존의 연안역을 보호하기 위한 다양한 형태의 구조물이 설치되고 있다. 항만구조물에는 접안시설, 하역시설, 저장시설 및 배후도로와 같은 원래의 항만 기능을 수행하기 위한 시설과 항만을 보호하여 원활한 항만내의 활동을 꾀하기 위한 방파제와 같은 항만보호시설을 들 수 있다. 특히, 이러한 항만구조물중 방파제는 태풍, 해일, 해안침식 등과 같은 자연재해를 예방하기 위해 연안역의 해안방제구조물로써 그 사용범위가 가장 광범위하다.

방파제의 기원은 BC 200까지 거슬러 올라가지만 본격적인 건설이 시작된 것은 유럽의 산업혁명 직후인 18세기 말과 19세기 초인 것으로 보고되고 있다(Ito, 1969).<sup>19)</sup> 초기의 방파제는 거의 사석방파제와 같은 중력식 구조물이 대부분이었고, 그 후 여러 가지 케이슨형태를 적용한 직립방파제와 파력과 반사파의 크기를 감소시키기 위해 TTP와 같은 이형블록으로 피복하는 형태의 방파제가 등장하기 시작하였다. 기존의 이러한 구조물은 대부분이 해저에 고정되어 해수면상으로 건설되는 중력식 구조물이 대부분이었지만 최근들어 다양한 형태를 지닌 구조물이 연구·개발되고 있다. 그 중에 잠수형태의 구조물은 수중에 건설됨에 따라 해역의 경관을 자연 그대로 이용할 수 있고, 천단상의 유수역을 통한 해수교환이 양호하여 해수교환 불량에 따른 오염을

방지 할 수 있을 뿐 아니라 인공 Reef로써의 역할도 수행가능하여 생태계를 포함한 해양환경의 개선과 같은 부수적인 효과를 기대할 수 있다. 하지만 잠수구조물은 일반적으로 입사파랑의 에너지 전달율이 높기 때문에 구조물상에 서 입사파를 강제쇄파시켜 파랑전달율의 감소를 도모하는 것이 일반적이다. 따라서 잠수구조물의 계획과 설계에 있어서 쇄파를 포함한 비선형파랑의 발생과 크기를 예측하는 것은 대단히 중요한 문제이다. 그러나 이러한 쇄파현상을 정상이론의 범위에서 수치적으로 해석하기에는 다소 어려움이 있어 지금까지 쇄파문제는 주로 실험에 의하여 수행되어 왔다.(合田 등, 1977 ; 權 등, 1996)<sup>6),13)</sup> 하지만 이러한 수치실험에서는 잠제의 전면과 후면의 고정된 위치에서 측정한 파고를 이용하여 입사파의 반사율과 투과율을 예측하므로 해석범위가 극히 제한적일 수 밖에 없다.

## 1.2 既存의 研究

앞서 언급하였듯이 쇄파문제는 주로 실험에 의해 수행되어 왔으나 최근들어서는 쇄파에 관한 다양한 수치해석기법들이 제안되고 있다. 이러한 쇄파에 관한 수치해석의 연구 예로 Green함수를 이용하여 경계적분방정식에 의한 2차원 파동장에 있어서 쇄파시 수면파형을 재현하고 있는 Longuet-Hoggins and Cokelet(1976)<sup>21)</sup>, Kioka(1983)<sup>24)</sup>, 織田 등(1993)<sup>11)</sup>, 金度三 등(1997, 1998)<sup>1),2)</sup>의 연구와 Cauchy의 적분정리에 근거한 경계적분방정식을 이용하여 해석하고 있는 Dold and Peregrine(1984)<sup>25)</sup>, 그리고 유한차분법에 기초한 MAC법을 이용한 Welch et al.(1966)<sup>18)</sup> 등을 들 수 있다. 특히 金度三 등(1997, 1998)<sup>1),2)</sup>은 구조물주변의 자유수면에서 Lagrange적인 수법을 사용하고 개(開)경계로 근접함에 따라 Euler적으로 처리하는 새로운 개(開)경계처리 수법을 적용하여 잠제에 의한 쇄파현상을 잘 재현하고 있으나 경계적분방정식을 사용하는 위의 수법들은 모두 포텐셜이론에 기초하고 있으므로 쇄파후의 파랑변형 및 파의 재생성과정을 해석할 수 없는 한계를 가지고 있고 MAC법은 자유표면의 위치를 계산시 많은 계산시간과 거대한 용량을 필요로 하므로 3차원으로의 확장이 곤란하다.

### 1.3 本 研究의 目的

최근 Hirt and Nichols(1981)<sup>23)</sup>가 제안한 고정도의 수치해석 기법인 VOF법 (Volume of Fluid ; 이하 VOF법)이 기계공학의 유체역학분야 등에서 쇄파를 수반한 수면변동의 추정에 많이 활용되고 있다. 또한, 해안공학 분야에서도 파 · 지반 · 구조물과의 상호작용해석(蔣 등, 2000)<sup>15)</sup> 및 잠제상에 작용하는 불규칙파의 파력특성의 해석(許 등, 2000)<sup>16)</sup>에 적용되고 있다. 그러나, 아직까지 국내의 해안공학분야에서는 이러한 VOF법을 응용한 수치기법의 연구가 매우 미진한 단계에 있다.

따라서, 본 연구에서는 잠제에 의한 쇄파와 쇄파후의 파랑변형을 수치적으로 검토하기 위하여 VOF법을 적용하며, 개경계처리하는 2차원수치실험수조의 양끝단에 부가감쇠영역을 설치하여 통과파를 감쇠시키는 Hinatsu(1992)<sup>27)</sup>의 수치조파방법을 사용한다. 또한, Brorsen and Larsen(1987)<sup>26)</sup>이 제안한 해석영역내에 조파 source로부터 파를 발생시킨다. 이로부터 불투과 및 투과잠제가 설치된 2차원파동장에 있어서 수위변동과 유속분포 등에 관한 쇄파시 및 쇄파후의 파동장을 포함한 full-nonlinear 해석을 수행함을 본 연구의 목적으로 한다.

### 1.4 本 研究의 構成

본 연구의 구성은 제1장에서 본 연구의 배경과 목적 및 기존의 연구예와 본 연구의 구성에 대해 서술한다.

제2장에서는 불투과잠제에 대한 2차원차동장의 해석을 위해 본 연구의 수치해석기법인 VOF법과 기초방정식, 경계조건, 조파조건, 경계조건에 대한 이론을 전개하고 기존의 연구결과와 비교 · 검토한다. 이를 근거로 하여 불투과잠제의 기하형상에 따른 쇄파위치, 잠제에 의한 비선형파랑, 쇄파후의 파랑재생과정, 잠제 주변파동장의 물입자의 속도분포, 일열잠제와 이열잠제의 파고감쇠효과 등의 2차원불투과잠제의 주변파동장특성을 고찰한다.

제3장에서는 투과잠제의 해석을 위해 투과층내의 유체저항을 고려한 운동방정식을 도입하고 제2장에서 전개한 VOF법과 경계조건, 조파조건을 적용하여 투과잠제에 대한 기존의 연구결과와 비교 · 검토한다. 이로부터 투과잠제주변의 물입자속도분포, 비선형파랑, 쇄파후의 파랑재생과정, 일열잠제와

이열잠제의 파고감쇠효과 등의 투과잠제에 있어서 주변파동장의 특성을 고찰한다.

제4장에서는 불투과 및 투과잠제에 대한 제2장과 제3장의 해석결과에서 얻어진 중요한 사항들을 요약하여 본 연구의 결론으로 한다.

끝으로 본 연구에서 중요하게 인용된 참고문헌을 수록한다.

## 第2章. 不透過潛堤의 解析

### 2.1 數值解析理論

#### 2.1.1 基礎方程式

본 연구를 위한 수치과동수조는 해석영역 양쪽에 부가감쇠영역(added dissipation zone)을 두고 유체영역에 line-source가 설치된 Fig. 2.1과 같은 경우를 고려한다. 유체를 비압축성·점성유체라고 가정하면 불투과잠제에 대한 기초방정식은 조파 source로 인한 Poisson방정식인 식 (2.1)의 연속방정식과 점성을 고려한 운동방정식 (2.2), (2.3)으로 구성된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = S^* \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \frac{\partial S^*}{\partial x} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \\ -g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \frac{\partial S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (2.3)$$

여기서,  $S^* = S(z, t)\delta(x - x_s)$ 로 조파위치  $x = x_s$ 에서의 조파 source의 밀

도,  $\delta$ 는 dirac delta 함수,  $\mathbf{u} = (u, w)$ ,  $u, w$ 는 각각 유체의  $x, z$  방향의 속도,  $\rho$ 는 유체의 밀도,  $p$ 는 압력,  $g_z$ 는 중력가속도,  $\lambda$ 는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수를 각각 나타낸다.

다음으로 자유표면을 추적하기 위해 Hirt and Nichols(1981)<sup>23)</sup>가 제안한 유체에 있어서는 1, 그 밖의 영역에서는 0의 값을 갖는 VOF 함수  $F(x, z, t)$ 를 도입한다(이하  $F$ ). 유체의 체적율을 나타내는 VOF 함수  $F$ 는 다음의 이류방정식을 만족한다.

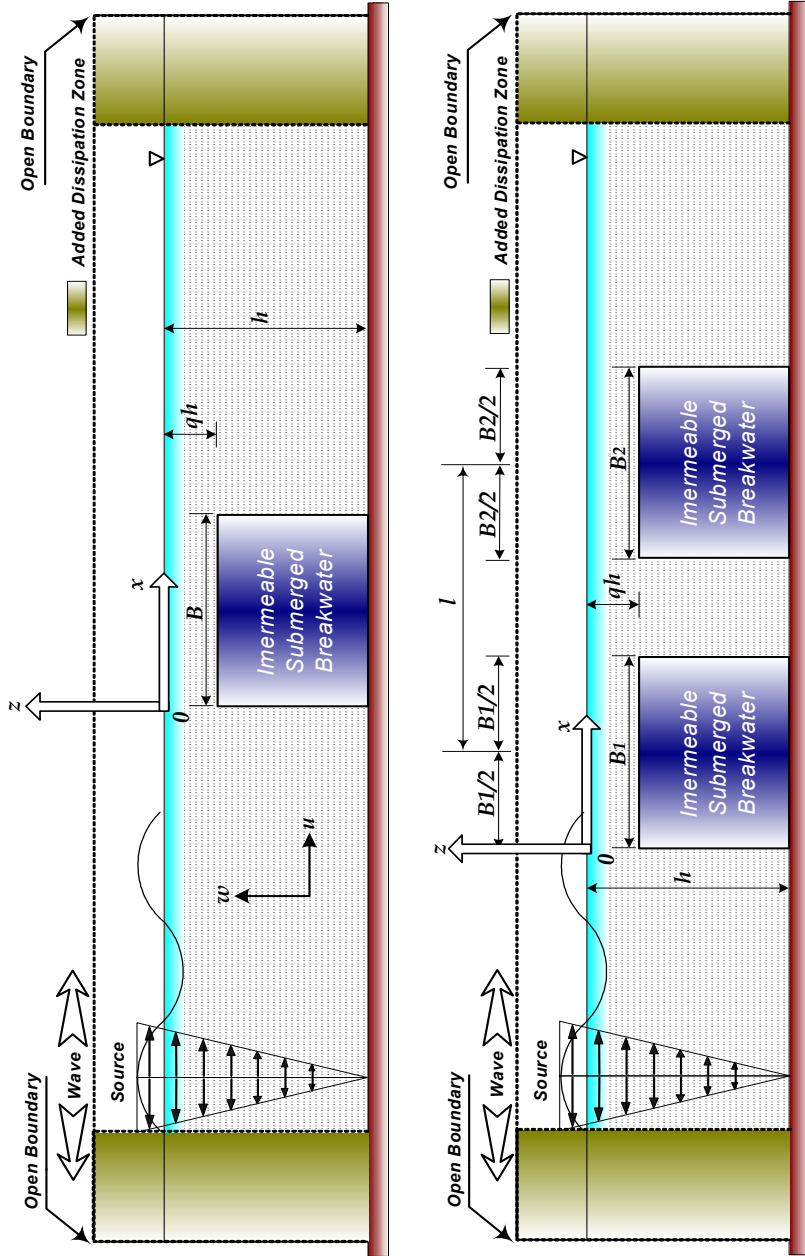


Fig. 2.1 Definition Sketch for Analysis of Impermeable Submerged Breakwater

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial Fu}{\partial x} + \frac{\partial Fw}{\partial z} = FS^* \quad (2.4)$$

### 2.1.2 數值計算의 흐름

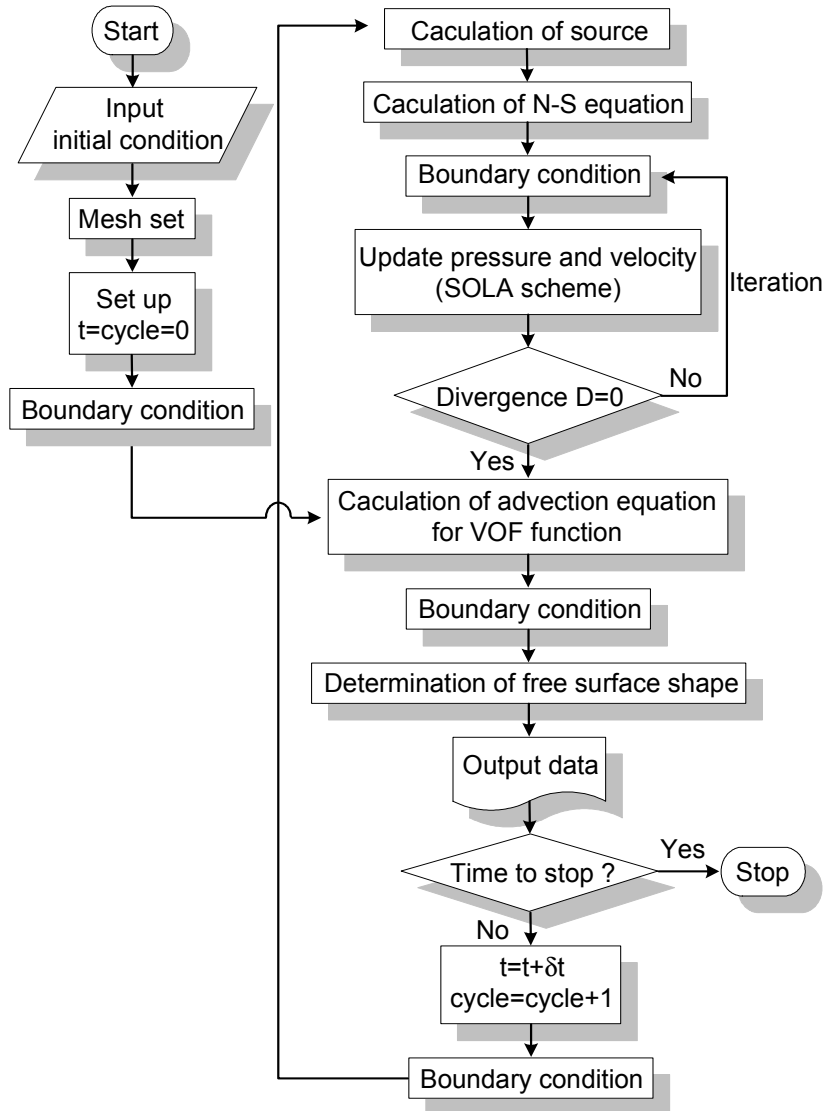


Fig. 2.2 Flow chart for computation

Fig. 2.2에 나타낸 바와 같이 정수심, 파의 입사조건 잡제의 기하학적인 형상등과 같은 초기조건을 입력하고, 경계조건을 만족하도록 식 (2.2), (2.3)의 운동방정식을 푸는 것으로 하여 다음 시간스텝에 있어서의 유속을 계산한다. 그러나 운동방정식으로부터 얻어진 유속의 값은 반드시 식 (2.1)의 연속방정식을 만족하고 있다고 할 수 없으므로, 유속과 압력을 조정하면서 일정한 수렴범위까지 연속방정식을 만족하도록 반복계산을 수행할 필요가 있다. 이러한 반복계산을 위해 본 연구에서는 계산기법으로 SOLA(numerical SOLution Algorithm for transient fluid flow)기법을 채용했다. 반복계산에 의해 연속방정식을 만족하는 유속이 얻어지면 그 유속의 값을 이용하여 식 (2.4)의 VOF 함수  $F$ 의 이류방정식을 계산할 수 있으며, 계산된 VOF함수  $F$ 를 이용하여 자유표면의 형상을 결정할 수 있다. 이러한 계산흐름을 각 시간스텝에서 반복하는 것으로 파동장의 시계열 계산을 수행할 수 있다.

### 2.1.3 格子設定과 셀 内에서의 變數位置決定

Fig. 2.3과 같이 계산영역을 직사각형의 격자로 나누고, 셀 전체에 유체가 있는 경우를 유체셀, 셀 전체에 기체가 있는 경우를 기체셀, 셀 내에 유체와 기체가 혼합하여 있는 경우를 표면셀, 셀 전체에 구조물이 있는 경우를 구조물셀로 정의한다. 또한 격자 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계 처리시에 필요한 가상셀을 둔다.

격자를 설정한 후 유속  $u, w$ 를 각각 셀 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력  $p$ , 조파 source  $S$  및 VOF함수  $F$ 를 각각 셀 중앙에 위치시키는 Fig. 2.4와 같은 엇갈린격자(staggered mesh)를 채용한다. 이러한 엇갈린격자는 압력과 속도가 동일한 위치에서 정의되어질 때 발생할 수 있는 checkboard 해(解)를 방지하기 위함이다(Patankar, 1980).<sup>22)</sup>



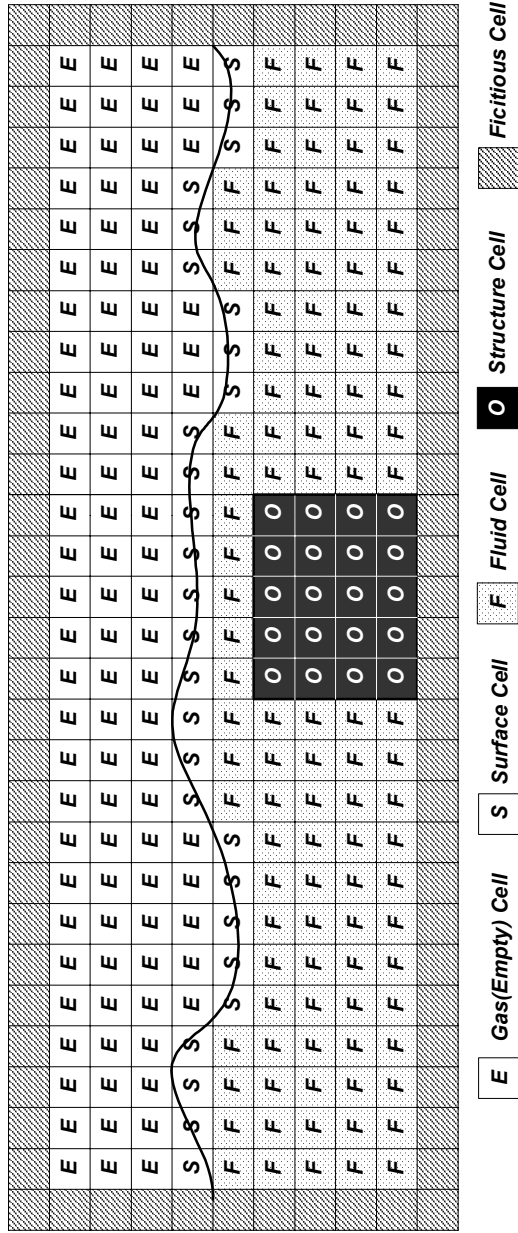


Fig. 2.3 Illustration of computational mesh and Classification of cells

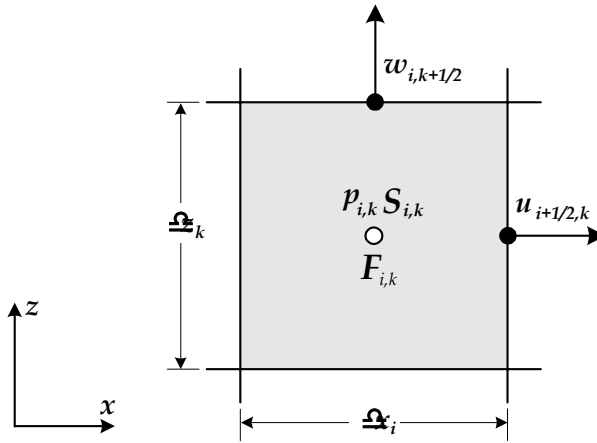


Fig. 2.4 Location of the variables in a cell

## 2.1.4 基礎方程式의 離散化

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분근사시키면, 다음과 같이 이산화된다.

$$\left[ \frac{u_{i+1/2,k}^{n+1} - u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\Delta x_i} + \frac{w_{i,k+1/2}^{n+1} - w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\Delta z_k} \right] = S_{i,k}^{*n+1} \quad (2.5)$$

여기서, 윗첨자는 시간스텝을, 아래첨자는 공간스텝을 나타낸다.

운동방정식에 대해서 시간항에 전진차분근사를, 이류항에는 수치확산을 제어하기 위해 1차정도의 상류차분(upstream difference)과 2차정도의 중앙차분을 혼합한 증여(donor) 차분근사를, 나머지에 중앙차분근사시키는 양해법(explicit method)을 도입한다.

식 (2.2)의 이류항  $\left( u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,k}$  에 대한 차분을 고려하면 다음과 같다.

$$\left( u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,k} = \frac{u_{i+1/2,k}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} \left[ \Delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} + \Delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \right] \quad (2.6)$$

$u_{i+1/2,k}$ 의 방향을 왼쪽에서 오른쪽으로 향하는 방향을 정(正)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 다음과 같다.

$$\text{If } u_{i+1/2,k} > 0 \text{ then } u_{i+1/2,k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \quad (2.7)$$

$$\text{If } u_{i+1/2,k} < 0 \text{ then } u_{i+1/2,k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} \quad (2.8)$$

따라서 식 (2.6)과 식 (2.7), (2.8)을 모두 고려하기 위한 매개변수  $\alpha$ 를 도입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_{a1}} \left[ \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \right. \\ \left. + \text{asgn}(u_{i+1/2,k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} - \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\delta x_{a1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \text{asgn}(u_{i+1/2,k})(\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (2.10)$$

여기서,  $\alpha=1$ 일 경우는 courant 조건을 만족하면 안정성을 확보할 수 있는 1차정도의 상류차분(upstream difference)이 되고  $\alpha=0$ 일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차정도의 중앙차분이 된다. 따라서 본 연구에서는 이를 모두 고려하는  $\alpha=0.5$ 를 적용하는 것으로 한다.

위와 같은 차분형식을 운동방정식의 이류항에 각각 적용시키고 앞서 언급한 바와 같이 나머지 항에 대해서는 중앙차분근사를, 시간항에는 전진차분근사를 적용하면 운동방정식은 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned} u_{i+1/2,k}^{n+1} = u_{i+1/2,k}^n + \delta t \left[ \text{pre}x^n \right. \\ \left. - ADux^n - ADuz^n + Visx^n + Sux^n \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned}
w_{i,k+1/2}^{n+1} = & w_{i,k+1/2}^n + \delta t \left[ -g_{z-} \text{pre}z^n \right. \\
& \left. - ADux^n - ADwz^n + Visz^n + Swz^n \right]
\end{aligned} \tag{2.12}$$

여기서,

$$\begin{aligned}
ADux^n = & \frac{u_{i+1/2,k}^n}{\delta x_{a1}} \left[ \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k}^n + \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^n \right. \\
& \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^n - \delta x_i \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k}^n \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.13}$$

$$\begin{aligned}
ADuz^n = & \frac{w_{i,k+1/2}^n}{\delta z_{a1}} \left[ \delta z_{k-1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2}^n + \delta z_{k+1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2}^n \right. \\
& + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i+1/2,k}) \left\{ \delta z_{k+1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2}^n \right. \\
& \left. \left. - \delta z_{k-1/2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2}^n \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}
Visx^n = & \nu \left[ \frac{1}{\delta x_{i+1/2}} \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k}^n - \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^n \right\} \right. \\
& \left. + \frac{1}{\delta z_k} \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2}^n - \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2}^n \right\} \right]
\end{aligned} \tag{2.15}$$

$$\text{pre}x^n = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{p_{i+1,k}^n - p_{i,k}^n}{\delta x_{i+1/2}} \right] \tag{2.16}$$

$$Swx^n = \frac{\nu}{3} \frac{S_{i+1,k}^n - S_{i,k}^n}{\delta x_{i+1/2}} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}
ADux^n = & \frac{u_{i,k+1/2}^n}{\delta x_{a2}} \left[ \delta x_{i-1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2}^n + \delta x_{i+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2,k+1/2}^n \right. \\
& \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i,k+1/2}) \left\{ \delta x_{i+1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2,k+1/2}^n \right\} \right]
\end{aligned}$$

$$- \delta x_{i-1/2} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n \Big] \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} ADwz^n = & \frac{w_{i,k+1/2}^n}{\delta z_{d2}} \left[ \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1}^n + \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k}^n \right. \\ & \left. + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i,k+1/2}) \left\{ \delta z_k \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k}^n - \delta z_{k+1} \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1}^n \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} Visz^n = & \nu \left[ \frac{1}{\delta x_i} \left\{ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n - \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2}^n \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\delta z_{k+1/2}} \left\{ \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1}^n - \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k}^n \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$prez^n = - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{p_{i,k+1}^n - p_{i,k}^n}{\delta z_{k+1/2}} \right] \quad (2.21)$$

$$Swz^n = \frac{\nu}{3} \frac{S_{i,k+1}^n - S_{i,k}^n}{\delta z_{k+1/2}} - \gamma_{i,k+1/2} w_{i,k+1/2}^n \quad (2.22)$$

또한,

$$\left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^n = \frac{u_{i+1/2,k}^n - u_{i-1/2,k}^n}{\delta x_i} \quad (2.23)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k}^n = \frac{u_{i+3/2,k}^n - u_{i+1/2,k}^n}{\delta x_{i+1}} \quad (2.24)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n = \frac{u_{i+1/2, k+1}^n - u_{i+1/2, k}^n}{\delta z_{k+1/2}} \quad (2.25)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2}^n = \frac{u_{i+1/2, k}^n - u_{i+1/2, k-1}^n}{\delta z_{k-1/2}} \quad (2.26)$$

$$\delta x_{i-1/2} = \frac{1}{2} (\delta x_{i-1} + \delta x_i) \quad (2.27)$$

$$\delta x_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\delta x_i + \delta x_{i+1}) \quad (2.28)$$

$$\delta z_{k-1/2} = \frac{1}{2} (\delta z_{k-1} + \delta z_k) \quad (2.29)$$

$$\delta z_{k+1/2} = \frac{1}{2} (\delta z_k + \delta z_{k+1}) \quad (2.30)$$

$$\delta x_{\alpha_1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2,k}^n)(\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (2.31)$$

$$\delta z_{\alpha_1} = \delta z_{k-1/2} + \delta z_{k+1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i+1/2,k}^n)(\delta z_{k+1/2} - \delta z_{k-1/2}) \quad (2.32)$$

$$\delta x_{\alpha_2} = \delta x_{i-1/2} + \delta x_{i+1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i,k+1/2}^n)(\delta x_{i+1/2} - \delta x_{i-1/2}) \quad (2.33)$$

$$\delta z_{\alpha_2} = \delta z_k + \delta z_{k+1} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i,k+1/2}^n)(\delta z_{k+1} - \delta z_k) \quad (2.34)$$

$$u_{i,k+1/2}^n = \frac{\delta z_k (u_{i+1/2,k+1}^n + u_{i-1/2,k+1}^n) + \delta z_{k+1} (u_{i+1/2,k}^n + u_{i-1/2,k}^n)}{2(\delta z_k + \delta z_{k+1})} \quad (2.35)$$

$$w_{i+1/2,k}^n = \frac{\delta x_i (w_{i+1,k+1/2}^n + w_{i+1,k-1/2}^n) + \delta x_{i+1} (w_{i,k+1/2}^n + w_{i,k-1/2}^n)}{2(\delta x_i + \delta x_{i+1})} \quad (2.36)$$

그리고,  $\delta t$ 는 시간스텝의 간격이고,  $ADux^n, ADuz^n, ADwx^n, ADwz^n$ 은 대류항을,  $Visx^n, Visz^n$ 은 점성항을,  $prex^n, prez^n$ 은 압력항을,  $Sux^n, Swz^n$ 은 조파 source와 부가감쇠항에 의한 부가항을 각각 나타낸다.

## 2.1.5 SOLA Scheme

운동방정식의 차분근사식 (2.11) 및 (2.12)에 의해 시간  $n\delta t$ 에서의 유속과 압력 등의 값으로 얻어지는 시간  $(n+1)\delta t$ 에서의 유속  $u_{i+1/2,k}^{n+1}$  과  $w_{i,k+1/2}^{n+1}$  이 연속방정식을 만족토록 다음의 발산  $D_{i,k}$ 를 계산하고  $D_{i,k}=0$ 이 되도록 유속  $u^{n+1}$ ,  $w^{n+1}$ 과 압력  $p^{n+1}$ 을 계산한다.

$$D_{i,k} = \left[ \frac{u_{i+1/2,k}^{n+1} - u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{w_{i,k+1/2}^{n+1} - w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} - S_{i,k}^{*n+1} \right] \quad (2.37)$$

식 (2.37)에 있어서,  $D_{i,k} < 0$ 의 경우는 셀내(內)로 질량이 유입 한다는 것을 의미한다. 그러므로 셀에 있어서 압력  $p_{i,k}$ 가 질량의 유입을 허락하지 않도록 증가되어야 하고 이와 반대로  $D_{i,k} > 0$ 일 경우에는 압력  $p_{i,k}$ 는 감소되어야 한다. 따라서 하나의 셀  $(i,k)$ 에는 압력  $p_{i,k}$ 가 반드시 존재하므로 압력  $p_{i,k}$ 를 적당히 조정하여 발산  $D_{i,k}$ 가 0이 되도록 유도할 수 있으며, 발산  $D_{i,k}$ 는 압력  $p_{i,k}$ 의 함수로 간주하여 다음과 같이 둘 수 있다.

$$D_{i,k} = D(p_{i,k}) \quad (2.38)$$

식 (2.38)의  $D(p_{i,k})=0$ 의 해를 구하기 위해 Newton-Raphson 법을 이용하면 식 (2.39)와 같다.

$$\delta p_{i,k}^{(m)} = p_{i,k}^{(m+1)} - p_{i,k}^{(m)} = -D_{i,k}^{(m)} \left( \frac{\partial D_{i,k}^{(m)}}{\partial p_{i,k}} \right)^{-1} \quad (2.39)$$

여기서, 압력  $p_{i,k}$ 는 인접하는 cell에 영향을 주기 때문에 반복계산이 필요하고 첨자  $(m)$ 은  $m$ 회번째의 반복계산을 나타낸다.

또한, 식 (2.39)는 식 (2.37)에 의해 발산  $D_{i,k}^{(m)}$ 가 계산되었을 때 조정되어

야 하는 압력의 값을 나타낸다.

식 (2.11), (2.12)에 의해  $u^{n+1}, w^{n+1}$ 을 산정하고 식 (2.37)에 대입하여 발산  $D_{i,k}^{(m)}$ 를 구하고, 압력  $p_{i,k}$ 로 미분하면 식 (2.39)는 다음과 같다.

$$\delta p_{i,k} = D_{i,k} \beta \quad (2.40)$$

여기서,

$$\beta = \frac{\rho}{2\delta t(\zeta_{i+1/2} + \zeta_{i-1/2} + \xi_{k+1/2} + \xi_{k-1/2})} \quad (2.41)$$

$$\zeta_{i+1/2} = \frac{1}{\delta x_i(\delta x_{i+1} + \delta x_i)} \quad (2.42)$$

$$\zeta_{i-1/2} = \frac{1}{\delta x_i(\delta x_i + \delta x_{i-1})} \quad (2.43)$$

$$\xi_{i+1/2} = \frac{1}{\delta z_k(\delta z_{k+1} + \delta z_k)} \quad (2.44)$$

$$\xi_{i-1/2} = \frac{1}{\delta z_k(\delta z_k + \delta z_{k-1})} \quad (2.45)$$

식 (2.40)에 의해  $\delta p_{i,k}^{(m)}$ 이 계산되면 발산  $D_{i,k}^{(m)} = 0$ 으로 하는 유속  $u^{(m+1)}, w^{(m+1)}$ 은 아래의 식들로 구할 수 있다.

$$p_{i,k}^{(m+1)} = p_{i,k}^{(m)} + \delta p_{i,k}^{(m)} \quad (2.46)$$

$$u_{i+1/2,k}^{(m+1)} = u_{i+1/2,k}^{(m)} + \delta t \delta p_{i,k}^{(m)} / [\rho \delta x_{i+1/2}] \quad (2.47)$$



$$u_{i-1/2,k}^{(m+1)} = u_{i-1/2,k}^{(m)} - \delta t \delta p_{i,k}^{(m)} / [\rho \delta x_{i-1/2}] \quad (2.48)$$

$$w_{i,k+1/2}^{(m+1)} = w_{i,k+1/2}^{(m)} + \delta t \delta p_{i,k}^{(m)} / [\rho \delta z_{k+1/2}] \quad (2.49)$$

$$w_{i,k-1/2}^{(m+1)} = w_{i,k-1/2}^{(m)} - \delta t \delta p_{i,k}^{(m)} / [\rho \delta z_{k-1/2}] \quad (2.50)$$

위의 계산을 계산영역의 모든 셀에 있어서 발산  $D(p_{i,k})$ 의 수렴판정기준을 만족할 때까지 반복 수행한다. 본 연구에서는 수렴판정기준을  $\epsilon_p = 1.0 \times 10^{-3}$ 으로 하여 계산을 수행하는 것으로 하였다.

## 2.2 VOF 法에 의한 自由表面의 追跡

### 2.2.1 自由表面의 數值計算을 위한 모델

자유표면을 수치계산으로 결정할 때에 유속이나 압력은 격자점에서 격자점의 함수로 주어지므로 다음을 주의할 필요가 있다.

- I) 자유표면을 수치적으로 어떻게 표현할 것인가?
- II) 표면의 시간적인 변화나 거동을 어떤 방법으로 정확하게 산정할 수 있는가?
- III) 표면에서의 경계조건을 어떻게 취급할 것인가?

지금까지의 자유표면 위치를 결정하는 방법은 크게 2가지로 분류될 수 있는데, 하나는 유체와 동시에 이동하는 Lagrange 좌표계를 사용하는 것이고 다른 하나는 자유표면의 위치를 추적하기 위해 특별히 고안한 모델을 이용하는 것이다.

#### (1) 좌표계에 의한 방법

Lagrange 좌표계를 이용하는 방법은 이를 사용한 방정식을 차분근사에 의해 계산할 경우 셀내의 질량이나 에너지 등이 보존되어 체적력 등의 힘을 쉽게 정의할 수 있고 셀의 운동을 계산하는 것도 비교적 간단할 뿐 아니라 자유표면의 위치도 명료하게 계산된다는 장점이 있지만, 격자간의 상대적 위치가 변화하고 격자형상이 현저히 왜곡될 경우 계산이 불안정하고 정도가 떨어진다고 하는 단점을 지니고 있다

## (2) 유체면 위치의 추적모델을 이용하는 방법

자유표면 위치의 추적모델을 이용하는 방법에는 높이함수를 이용하는 방법, Marker 입자에 의한 방법, 그리고 VOF법에 의한 방법 등이 있다. 일반적으로 높이함수를 이용하는 방법은 유체변형이 크게 되는 경우나 동일 방향에 복수의 자유표면이 존재하게 되는 경우에는 적용할 수 없으므로 파동장의 계산에는 적합하지 않다.

MAC법으로 알려진 marker 입자에 의한 방법은 유체면의 위치를 직접 정의하는 대신에 유체영역에 marker 입자를 분산시켜 자유표면은 이 marker 입자를 포함하는 영역과 포함하지 않는 영역간의 경계에 있는 것으로 정의하는 방법이다. 이러한 marker 입자를 이용한 자유표면 계산은 marker 입자의 궤적으로부터 자유표면형상을 결정하므로 계산상의 제약을 갖지 않는다는 장점 때문에 많이 이용되어져 왔다. 그러나 계산이 진행됨에 따라 marker 입자의 위치가 서로 떨어져 가는 경우 새로운 marker 입자를 발생시키지 않으면 자유표면의 위치를 정확하게 나타낼 수 없어 입자수가 급수적으로 증대될 위험이 있으며, 또한 자유표면의 위치를 계산시에는 많은 계산시간과 거대한 기억용량을 필요로 하므로 3차원으로 확장시에 치명적인 결함을 가지고 있다.

마지막으로 본 연구에서 채용하고 있는 marker 입자법의 장점을 가지면서 marker 입자법의 단점인 계산의 번잡성을 제거하고 3차원으로의 확장이 용이한 방법인 Hirt와 Nichols(1981)<sup>23)</sup>에 의한 VOF법이 있다.

## 2.2.2 VOF 函數의 誘導

2차원 공간을 운동하는 유체입자에 대해 임의의 함수  $T(x, z, t) = 0$ 가 변화하는 경우를 고려하여 최초위치  $(x, z)$ 에 있는 입자가 운동하여  $t + \delta t$ 에는

$(x+u\delta t, z+w\delta t)$ 로 이동하였다면 함수  $T(x, z, t)$ 는 식 (2.51)로 표현할 수 있다.

$$T(x+u\delta t, z+w\delta t) = T + u\delta t \frac{\partial T}{\partial x} + w\delta t \frac{\partial T}{\partial z} + \delta t \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.51)$$

또한,  $T(x, z, t)=0$ 이므로 식 (2.51)은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2.52)$$

여기서,  $T(x, z, t) \cong F(x, z, t) - 1 = 0$ 로 근사시키면 다음의 VOF함수의 이류방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (2.53)$$

식 (2.53)에 정의된 함수  $F(x, z, t)$ 는 점  $(x, z)$ 가 유체에 포함되어져 있는 경우  $F(x, z, t)=1$ 은 점  $(x, z)$ 의 근방이 대부분 유체영역임을 의미하고, 반대로  $F(x, z, t)=0$ 은 기체상태임을 의미한다.

식 (2.53)을 초기상태  $t=0$ 에서  $F(x, z, t)=1$ 을 만족하는 점에 대해서 계산을 수행하면 유체상태에 있어서 대부분의 점의 시간거동을 표현할 수 있다. 하지만 자유표면의 위치는  $F=1$ 과  $F=0$ 인 점의 사이에 있는 영역에 존재한다는 것만 알 뿐이고 식 (2.53)의  $F$ 는 물리적인 의미를 가지지는 않는다.

여기서 유체를 비압축성 유체로 가정하였으므로 식 (2.1)을 적용하여 식 (2.53)을 다음의 보존형으로 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial Fu}{\partial x} + \frac{\partial Fw}{\partial z} = FS^* \quad (2.54)$$

식 (2.54)의  $F$ 를 일정 물리량, 즉 유체의 체적율로 고려하면 식 (2.54)는 유체영역에서만 정의된 식이 아닌 기체상태의 영역까지 포함하는 전 영역으

로의 적용이 가능하다. 또한  $F$ 의 값으로써  $0 \leq F \leq 1$ 을 취할 수 있다.

### 2.2.3 VOF 函數에 의한 셀의 判定

Fig. 2.4에 나타낸 엇갈린 격자(staggered mesh)를 이용하여 식 (2.54)를 이산화하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 F_{i,k}^{n+1} = & F_{i,k}^n - \delta t \left[ \frac{1}{\delta x_i} (u_{i+1/2,k}^{n+1} F_{i+1/2,k} - u_{i-1/2,k}^{n+1} F_{i-1/2,k}) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{\delta z_k} (w_{i,k+1/2}^{n+1} F_{i,k+1/2} - w_{i,k-1/2}^{n+1} F_{i,k-1/2}) - F_{i,k}^n S_{i,k}^{*n+1} \right]
 \end{aligned}
 \quad (2.55)$$

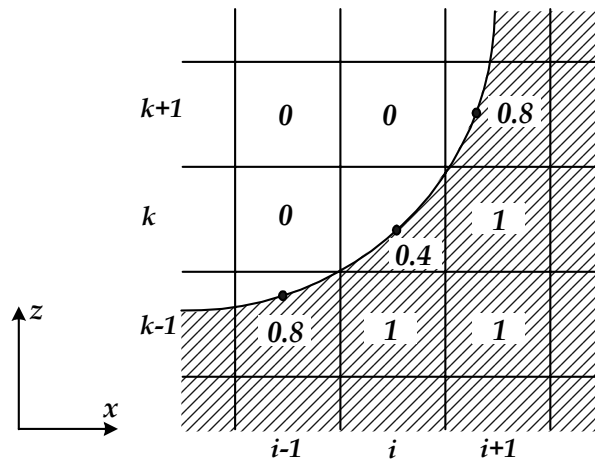


Fig. 2.5 Free surface using VOF Function

따라서 식 (2.55)를 계산하면 Fig. 2.5와 같이 각 셀에서의  $F$ 의 값을 결정할 수 있다. 하지만 각 셀에서의 자유표면의 좌표  $(x_{i,k}, z_{i,k})$ 를 결정하기에는  $F$ 값만으로는 불충분하므로 자유표면의 좌표를 결정하기 위한 특별한 방법이 필요하다.

### 2.2.3.1 自由表面의 方向 決定

#### (1) 기울기에 의한 方法

Fig. 2.5에서 VOF함수  $F$ 의 값이  $0 < F < 1$ 인  $(i, k)$  cell의 경우를 고려한다. 먼저 표면셀의 어느쪽 방향에  $F=1$ 인 유체셀이 위치하는가를 찾는다. Fig. 2.5에서 셀  $(i, k)$ 의 경우는 셀  $(i+1, k)$ 과 셀  $(i, k-1)$ 이 유체셀이므로 셀  $(i, k)$ 내의 유체는 셀  $(i+1, k)$ 에 연속하든지 또는 셀  $(i, k-1)$ 의 유체와 연속하게 된다. 전자는 Fig. 2.6(a)와 같이 생각할 수 있고 후자는 Fig. 2.6(b)와 같이 생각할 수 있다.

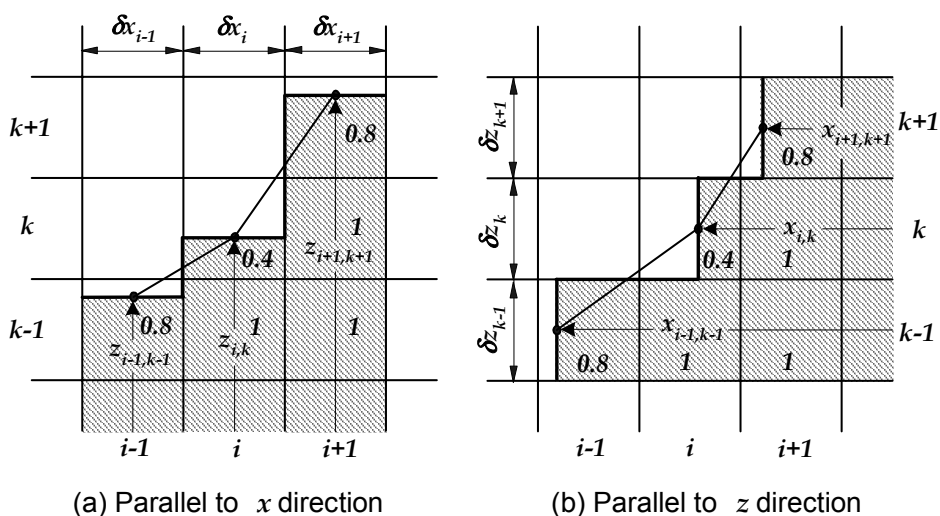


Fig. 2.6 Evaluation of free surface shape(1)

Fig. 2.6(a)의 경우 셀  $(i, k)$ 의 자유표면 좌표  $(x_{i, k}, z_{i, k})$ 는 식 (2.56)으로 주어진다.

$$\begin{cases} x_{i, k} = x_i \\ y_{i, k} = \cdots F_{i, k-1} \delta z_{k-1} + F_{i, k} \delta z_k + F_{i, k+1} \delta z_{k+1} \cdots \end{cases} \quad (2.56)$$

Fig. 2.6(b)인 경우 셀  $(i, k)$ 의 자유표면 좌표  $(x_{i, k}, z_{i, k})$ 는 식 (2.57)로 주

어진다.

$$\begin{cases} x_{i,k} = \cdots F_{i-1,k} \delta x_{i-1} + F_{i,k} \delta x_i + F_{i+1,k} \delta x_{i+1} \cdots \\ y_{i,k} = y_k \end{cases} \quad (2.57)$$

자유표면의 위치는 Fig. 2.6의 (a)와 (b)중 하나이므로 이웃한 자유표면의 점들을 이용하여  $(x_{i,k}, z_{i,k})$ 에서의 자유표면의 기울기를 계산하고 기울기가 완만한 쪽이 실제의 자유표면 형상을 나타내는 것으로 한다. 물론, 자유표면에서의 표면장력을 고려하는 경우에 곡률도 고려해야 하지만 본 연구에서는 표면장력의 효과를 무시하였다.

Fig. 2.6(a)의 경우  $(i, k)$ 에서 자유표면의 기울기를 식 (2.56)을 이용하여 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\left( \frac{dz}{dx} \right)_{i,k} = \frac{(dz/dx)_{i+1/2,k} \delta x_{i-1/2} + (dz/dx)_{i-1/2,k} \delta x_{i+1/2}}{\delta x_{i-1/2} + \delta x_{i+1/2}} \quad (2.57)$$

여기서,

$$\left( \frac{dz}{dx} \right)_{i+1/2,k} = \frac{z_{i+1,k+1} - z_{i,k}}{(1/2)\{\delta x_i + \delta x_{i+1}\}} \quad (2.58)$$

$$\left( \frac{dz}{dx} \right)_{i-1/2,k} = \frac{z_{i,k} - z_{i-1,k-1}}{(1/2)\{\delta x_{i-1} + \delta x_i\}} \quad (2.59)$$

Fig. 2.6(b)의 경우  $(i, k)$ 에서 자유표면의 기울기는 다음과 같다.

$$\left( \frac{dx}{dz} \right)_{i,k} = \frac{(dx/dz)_{i,k+1/2} \delta z_{k-1/2} + (dx/dz)_{i,k-1/2} \delta z_{k+1/2}}{\delta z_{k-1/2} + \delta z_{k+1/2}} \quad (2.60)$$

여기서,

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k+1/2} = \frac{x_{i+1,k+1} - x_{i,k}}{(1/2)\{\delta z_i + \delta z_{i+1}\}} \quad (2.61)$$

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k-1/2} = \frac{x_{i,k} - x_{i-1,k-1}}{(1/2)\{\delta z_{k-1} + \delta z_k\}} \quad (2.62)$$

식 (2.57)과 식 (2.60)으로부터 자유표면의  $x$ 축과  $z$ 축에 관한 기울기를 산정할 수 있고 자유수면의 형상을 기울기가 완만한 쪽을 실제의 자유표면의 형상과 가까운 것으로 하여 다음과 같이 판정할 수 있다.

- $\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i,k} < \left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k}$  인 경우 : 자유표면이  $x$ 축에 평행.
- $\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i,k} > \left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k}$  인 경우 : 자유표면이  $z$ 축에 평행.

## (2) VOF 함수값에 의한 방법

VOF 함수값에 의한 방법은 표면셀 주변의 VOF 함수를 산정하여 VOF 함수의 값이 최대인 방향, 즉 유체가 많이 분포된 방향을 실제의 자유표면의 형상과 가까운 것으로 판정하는 방법이다. 즉, 셀  $(i, k)$ 에 대해서  $x$ 의 부방향에 있는 유체의 양  $FX_{i-1,k}$ , 정방향의 유체의 양  $FX_{i+1,k}$ ,  $z$ 의 부방향에 있는 유체의 양  $FZ_{i,k+1}$ , 정방향의 유체의 양  $FZ_{i,k-1}$ 를 얻은 후 가장 큰 값을 가지는 방향을 자유표면의 방향으로 산정한다.

$$FX_{i,k} = F_{i-1,k} + F_{i,k} + F_{i+1,k} \quad (2.63)$$

$$FZ_{i,k} = F_{i,k-1} + F_{i,k} + F_{i,k+1} \quad (2.64)$$

Fig. 2.7과 같이 표면셀  $(i, k)$ 는 (a)와 (b)의 2가지 경우로 한정된다. 식 (2.63), (2.64)에 의해 각방향의 유체량을 산정하면 표면셀에의 자유표면의 방향은 Fig. 2.7(a)로 판별된다.

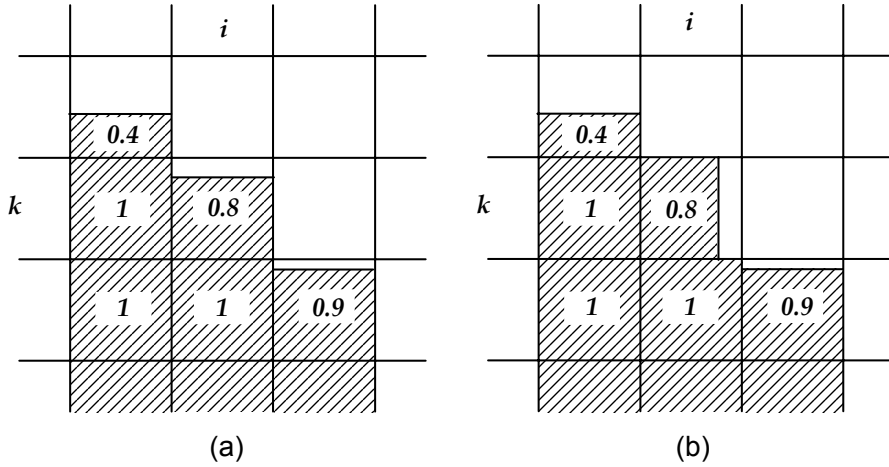


Fig. 2.7 Evaluation of free surface shape(2)

수 차례에 걸친 계산결과 기울기에 의한 방법은 자유표면의 형상을 평활화시키는 경향이 발생하여 오차가 발생할 수 있고, 향후 3차원으로의 확장이 곤란하며, 또한 계산과정이 복잡하므로 본 연구에서는 표면셀 주변의 VOF 함수값에 의해 자유표면의 형상을 결정하는 방법을 채용한다.

### 2.2.3.2 셀의 分類 例外

앞서 언급한 방법에 의해 VOF 함수  $F$ 가  $0 < F < 1$ 인 표면셀  $(i, k)$ 에 관한 판정을 할 수 있지만 경계조건의 처리와 계산상의 편리를 위해 표면셀은  $F=1$ 인 유체셀과  $F=0$ 인 기체셀 사이에 존재한다는 가정을 부과하여 표면셀을 판단하는 것으로 한다. 따라서 Fig. 2.8(a)와 (b)는 VOF 함수  $F$ 의 값으로 부터는 표면셀로 판단할 수 있지만 표면셀이 유체셀과 기체셀 사이에 존재한다는 가정을 만족하고 있지 않으므로 Fig. 2.8(a)의 경우는 표면셀을 유체셀로 간주하고, (b)의 경우의 표면셀은 기체셀로 간주한다.

Fig. 2.8과 같은 가정으로 인해 VOF함수  $F$ 의 값이  $0 < F < 1$ 이라 할 지라도 표면셀로 판정되지 않는 경우가 발생되어 실제의 복잡한 자유표면의 형상을 보다 간단하게 취급하게 되어 자유표면 형상에 대한 정도를 떨어뜨릴 수는 있지만, 반대로 유속이나 압력의 경계조건의 처리가 보다 확실하게 이루어 질 수 있으므로 계산의 안정을 꾀할 수 있다. 또한 자유표면의 형상에 관



한 정도는 셀 간격을 작게 함으로써 그에 따른 영향을 최대한 억제할 수 있다.

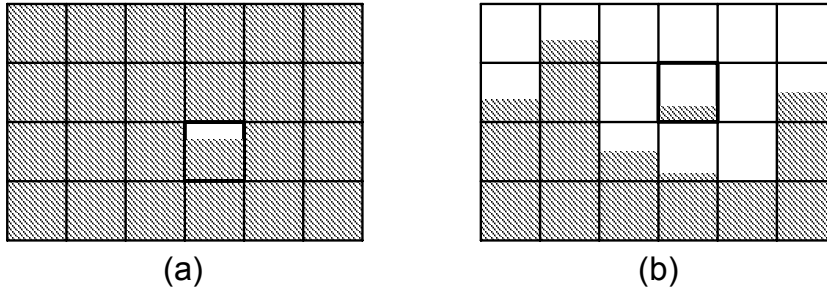


Fig. 2.8 Exception to the classification of cells

## 2.2.4 VOF 函數의 數值計算

각 셀에서의 VOF함수  $F$ 는 식 (2.55)에 의해 계산 될 수 있다. 그러나 실제 계산에 있어서 문제시되는 것은 수치확산이다. VOF 함수  $F$ 의 이류는 유체의 체적율의 대류이므로 수치확산은 자유표면을 불분명하게 한다. 따라서, 본 연구에서는 Hirt와 Nichols(1981)<sup>23)</sup>가 VOF함수의 이류계산에 적용한 donor-acceptor법을 이용하였다. donor-acceptor법은 이류에 이동하는 이류면에서의 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값이 Fig. 2.9의 donor 셀(상류측 셀)과 acceptor 셀(하류측 셀)에서의  $F$ 값에 의해서 결정되는 방법이고, 또한 acceptor 셀의 자유표면 형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성에 기인하여  $F_{AD}$ 를 결정하는 점에 그 특징이 있다.

Fig. 2.9에서와 같이 Donor 셀과 acceptor 셀에서의 기체의 체적율을 각각  $\alpha_D, \alpha_A$ 로 하면 이류면( $AD$ )에서의 유체밀도는 다음과 같다.

$$\rho_{AD} = \rho_D \quad (\alpha_D = 1 \text{ or } 0) \quad (2.65)$$

$$\rho_{AD} = \rho_l(1 - \alpha_D) + \rho_g \alpha_A \quad (0 < \alpha_D < 1) \quad (2.66)$$

여기서,  $\rho_l$  ; 기체의 밀도,  $\rho_g$  ; 유체의 밀도

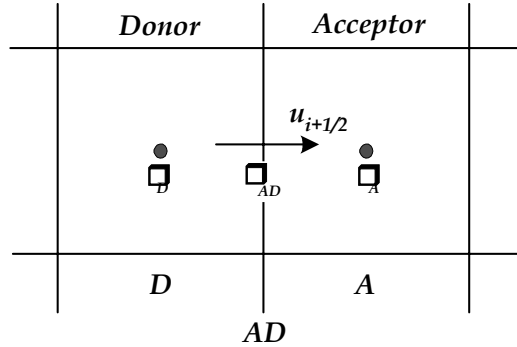


Fig. 2.9 Definition of donor-cell and acceptor-cell

식 (2.65)는 donor 셀이 유체만으로 채워져 있다면 셀 경계를 통과해서 acceptor 셀로 이동되는 것 역시 유체이어야 하고, 이는 donor 셀이 기체상태일 때도 역시 성립해야 함을 의미한다.

식 (2.66)은 donor 셀이 유체와 기체가 혼합된 상태 ( $0 < \alpha_D < 1$ )이고 acceptor 셀이 기체상태 ( $\alpha_A = 1$ )라고 하면 충분히 작은 시간인  $\delta t$ 시간 동안 donor 셀의 기체가 대부분 acceptor 셀로 이동할 때까지 기체를 수송함을 의미한다. 즉, 충분히 작은 시간인  $\delta t$ 시간에는 기체와 유체의 혼합류가 acceptor 셀로 이동하지 않음을 의미하고 이것이 donor측에 있는 기체와 유체의 경계면 위치를 분명하게 한다. 만일 셀 경계에서의 밀도를 기체와 유체의 혼합류로 정의하면 donor 셀과 acceptor 셀의 어느쪽에 기체와 유체 경계면이 있는가를 알 수 없게 된다.

자유표면 방향은  $x$ , 혹은  $z$ 방향의 좌표축에 수직하는 방향으로 결정되기 때문에 자유표면 방향과 VOF함수  $F$ 의 이류면과의 관계는 수평과 수직 둘 중의 하나가 된다. 이로부터 이류면에서의 VOF함수  $F_{AD}$ 를 결정한다.

Fig. 2.10에서 donor 셀과 acceptor 셀의 경계인 이류면에서의 유속을  $u$ 로 하면  $V = u \cdot \delta t$ 는  $\delta t$ 시간동안에 donor 셀로부터 acceptor 셀로의 이류량이 된다. Fig. 2.10(a)에 나타낸 바와 같이 이류면( $AD$ )과 donor 셀의 표면이 수

직인 경우, 이류면에 있어서의 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값은 donor 셀의  $F_D$ 의 값과 일치한다. 반대로, Fig. 2.10(b),(c)와 같이 이류면과 donor-셀의 표면이 수평인 경우, 이류면에 있어서의 VOF함수  $F_{AD}$ 의 값은 acceptor 셀의  $F_A$ 의 값으로 한다.

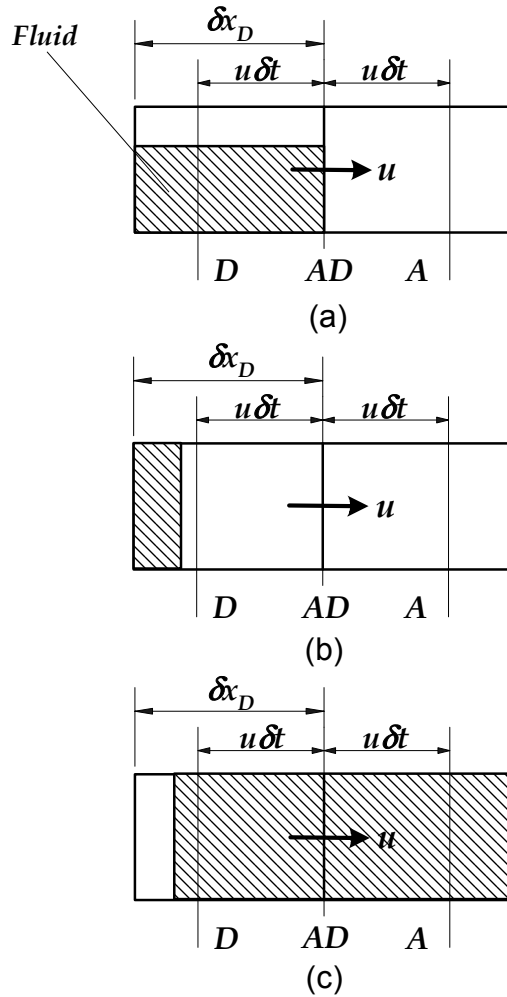


Fig. 2.10 Advection method of VOF function

그러나 donor 셀에 이류시킬 충분한 기체나 유체가 없는 Fig. 2.11(a)의 경우 이류면에서의  $F_{AD}$ 를  $F_A$ 로 취하면  $\delta t$ 시간동안에 donor 셀로부터

acceptor 셀로의 이류량  $(1 - F_A)V$ 는 acceptor 셀의 보유 기체량  $(1 - F_D)\delta x_D$ 보다 많은 기체가 이류되고, 그림 10(b)의 경우 acceptor 셀의 보유 유체량  $F_D\delta x_D$ 보다 많은 유체량이 이류되는 이상한 결과를 초래하게 된다.

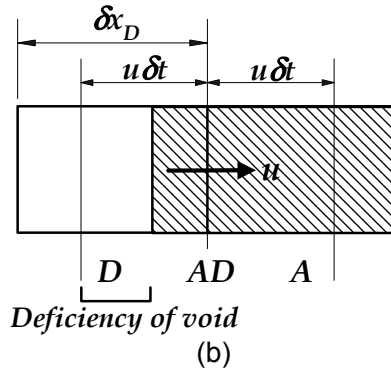
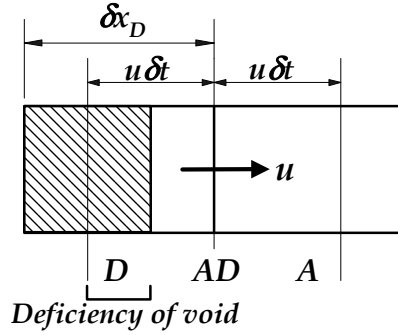


Fig. 2.11 Exception of advection computation

따라서 Fig. 2.11(a)의 경우 기체의 부족분으로 유체를 이류시키고 반대로 Fig. 2.11(b)의 경우는 유체의 부족분으로 기체를 이류시켜야 한다. 이상의 것을 모두 고려한 이류면에서의 VOF함수  $F_{AD}$ 는 다음과 같다.

$$F_{AD} u_{i+1/2, k}^{n+1} \delta t = \text{sgn}(u_{i+1/2, k}^{n+1}) \text{MIN}\{F_{AD} |u_{i+1/2, k} \delta t| + CF, F_D \delta x_D\} \quad (2.67)$$

$$CF = \text{MAX}\{(1.0 - F_{AD}) |u_{i+1/2, k}^{n+1} \delta t| - (1.0 - F_D) \delta x_D, 0.0\} \quad (2.68)$$

여기서 식 (2.67)의  $MIN$ 은 donor 셀이 보유하고 있는 유체 이상의 유체가 이루어지는 것을 방지하고, 식 (2.68)의  $MAX$ 은 acceptor-cell이 보유하고 있는 기체 이상의 기체가 이루어지는 것을 방지함을 의미한다.

## 2.3 境界條件

계산시 고려되어야할 경계조건은 자유표면에서의 경계조건, 개(開)경계조건, 구조물 표면에서의 경계조건, 그리고 바닥경계조건 등이 있다.

### 2.3.1 自由表面에서의 境界條件

자유표면에서의 경계조건으로는 유속의 경계조건과 압력의 경계조건이 있다.

#### (1) 流速 境界條件

표면셀의 경계면에 정의된 유속중에 운동방정식의 계산영역이 되는 것은 유체셀과 접하는 경계면 뿐이므로 표면셀과 표면셀 및 기체셀과 기체셀의 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정된다.

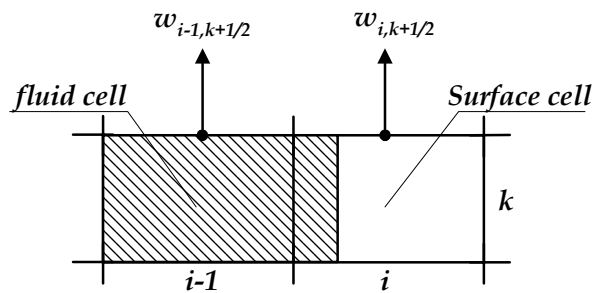


Fig. 2.12 Velocity boundary condition

표면에 수평한 유속의 경계조건처리는 대상이 되는 셀 경계면이 표면셀의

자유표면형태에 따라 유체가 존재하는 방향의 유체셀 경계면의 유속을 해당하는 셀 경계면에 취한다. 예로 Fig. 2.12과 같은 표면셀 ( $i, k$ )는 셀의 왼쪽 방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속  $w_{i, k+1/2}$ 는 SOLA scheme으로부터 구한 유속  $w_{i-1, k+1/2}$ 의 값을 취한다.

표면에 수직한 유속의 경계조건처리는 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF 함수  $F$ 의 이류를 계산할 때 표면셀에서의 연속방정식이 만족되도록 값을 결정한다.

## (2) 壓力 境界條件

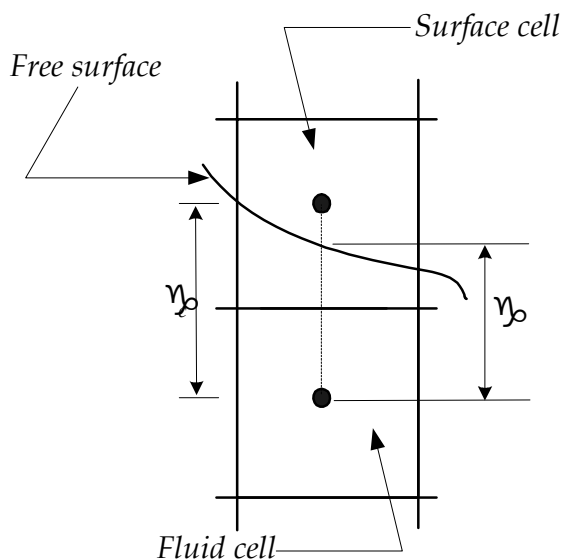


Fig. 2.13 Pressure boundary condition on free surface

표면셀에서의 압력은 Fig. 2.13에서와 같이 일반적으로 셀 내의 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유표면의 위치와 차이가 있을 수 있으므로 셀 내의 압력의 정의 위치와 표면셀의 자유표면 형태의 판별에 따른 유체셀의 정의 위치와의 2점간 압력을 선형내삽하여 다음과 같이 산정한다.

$$\begin{cases} p_{i,k} = (1 - \eta) p_{i,k-1} + \eta p_s \\ \eta = \frac{\gamma_c}{\gamma} = \frac{\delta z_{k-1} + \delta z_k}{\delta z_{k-1} + 2F_{i,k} \delta z_k} \end{cases} \quad (2.69)$$

본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하였으므로  $p_{s=0}$ 이다.

### 2.3.2 開境界條件

개경계(Open boundary)는 수치파동수조에서 수치계산을 수행하는데 있어 가장 문제시되는 것으로 해안공학 분야에서 자주 이용되는 개경계조건으로는 식 (2.70)의 Sommerfeld 방사조건이 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \pm C \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.70)$$

여기서  $C$ 는 유속과 같은 물리량을,  $C$ 는 파속을 나타낸다. 파속  $C$ 를 결정할 필요가 있다. 단일의 파속을 갖는 파일 경우에는 미소진폭파 이론이나 유한진폭파 이론 등의 파동이론에 의해 파속  $C$ 를 구할 수 있지만, 복수의 파속 성분을 갖는 불규칙파에 대해서는 파속  $C$ 의 정의가 분명치 않게 된다. 이러한 Sommerfeld 방사조건에 있어서 파속  $C$ 를 개경계 근방의 절점치로부터 추차계산하여 구한 Orlanski의 방법도 있지만, Sommerfeld 방사조건 자체가 단일의 파속을 갖는 파를 대상으로 하고 있으므로 두 방법 모두 복수의 파속성분을 포함하는 파까지의 확장성이 떨어지는 단점이 있다. 이외에도 金度三 등(1997)<sup>1)</sup>이 이용한 Sponge층에 의해 파를 흡수하는 개경계처리 등이 있으나 차분해석에 적용하기에는 곤란하다. 따라서 본 연구에서는 Fig. 2.14에 보인바와 같이 부가가상감쇠영역(added fictitious dissipation zone)을 계산영역의 양끝에 접속하고 계산 셀의 크기를 변화시키면서 연직방향의 유속을 가상감쇠력(fictitious damping force)에 의해 서서히 감쇠시키는 것으로 파를 흡수하는 방법인 Hinatsu(1992)<sup>27)</sup>의 개경계처리를 적용한다.

$$f = -\lambda w \quad (2.71)$$

여기서,  $\lambda$ 는 감쇠계수이다.

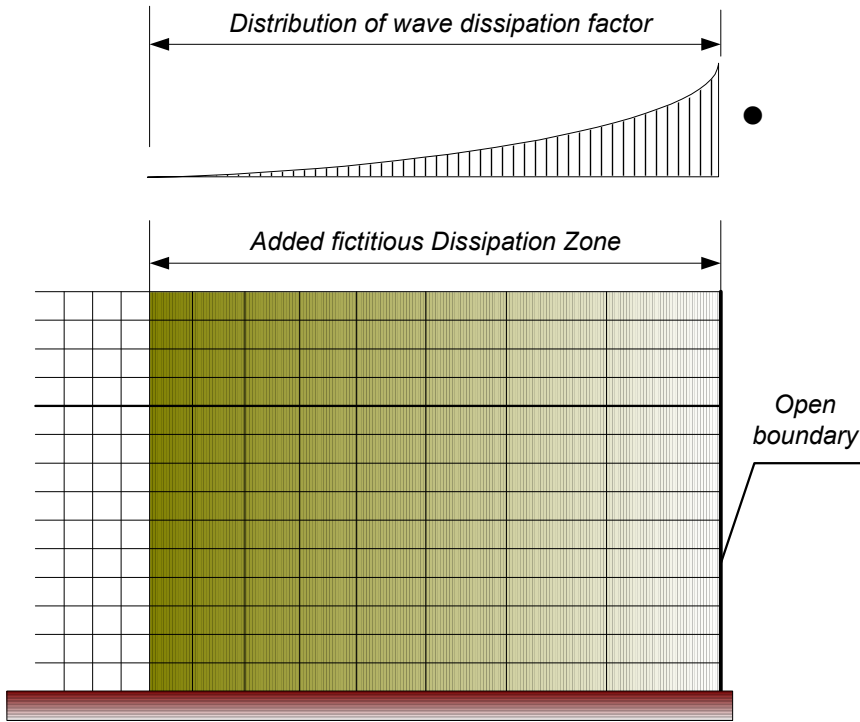


Fig. 2.14 Sketch of added fictitious dissipation zone

$x$ 방향의 운동방정식에 동일한 감쇠항을 첨가하지 않는 것은  $x$ 방향으로의 똑같은 흐름에 대한 감쇠를 피하기 위해서이다.

또한, 부가적인 열역학의 말단에는 유속이나 VOF함수 등의 물리량  $\phi$ 의 수평 변화가 0이 되는 타음의 조건을 부과했다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.72)$$



### 2.3.3 그 外의 境界條件

위의 경계조건 이외에도 적용되어야 할 경계조건으로는 구조물 표면에서의 경계조건 및 바닥경계조건이 있지만 SOLA Scheme을 채용하고 있으므로 압력 경계조건은 고려할 필요가 없고 유속경계조건만 고려하면 된다. 본 연구에서는 구조물 표면 및 바닥에서의 법선방향유속의 경계조건으로 불투과조건을 적용하였고 점성유체를 대상으로 하고 있기 때문에 Non-slip 조건을 적용시키는 것이 일반적이나 격자간격을 구조물 표면이나 바닥근방에서 형성되는 경계층 두께까지 세세하게 분할하고 있지 않기 때문에 접선방향 유속의 경계조건으로 Slip 조건을 채용하였다.

## 2.4 造波條件

식 (2.1)의 조파 source를 고려한 연속방정식은 우변에 dirac delta 함수의 관계를 이용하여  $S \cdot \delta(x-x_s)$ 의 항을 추가하였다.

본 연구의 수치계산은 엇갈린 격자를 채용하고 있어 셀 경계면에서의 각 방향의 유속  $u, w$ 는 일정한 값을 갖는다. 따라서 식 (2.1)의 연속방정식을 조파 source 위치  $x=x_s$ 에서 하나의 셀에 대한 적분을 수행하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dx dz \\ = \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} S(z, t) \delta(x-x_s) dx dz \end{aligned} \quad (2.73)$$

여기서  $\delta x_s$ 는  $x$ 방향의 격자간격이다.

source 위치에서의 dirac delta 함수의 적분은  $\int_x^{x+\delta x_s} \delta(x-x_s) dx = 1$  이므로 최종적으로 식 (2.74)를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{S(z, t)}{\delta x_s} \quad (2.74)$$

따라서, 엇갈린격자를 이용하여 이산화할 경우 조파위치  $x=x_s$ 에서의 조파 source 강도는  $\frac{S(z, t)}{\delta x_s}$ 로 고려된다. 식 (2.74)의 우변항으로부터 격자간격이 증가함에 따른 조파 source 강도의 영향이 없어지기 때문에 조파시키고 싶은 유량 밀도를 주면 기대하는 파의 정확한 조파가 가능하게 된다.

source에 의한 조파방법을 제안한 Brorsen and Larsen(1987)<sup>26)</sup>은 조파 source에 의한 파의 발생시 해석영역의 양쪽방향( $x$ 의 正방향과  $x$ 의 負방향)으로 파가 전달되기 때문에 식 (2.75)와 같은 조파 source  $S$ 의 강도를 제안하였다.

$$S = \begin{cases} \{1 - \exp(-2t/T_i)\} \cdot 2U_o & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_o & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.75)$$

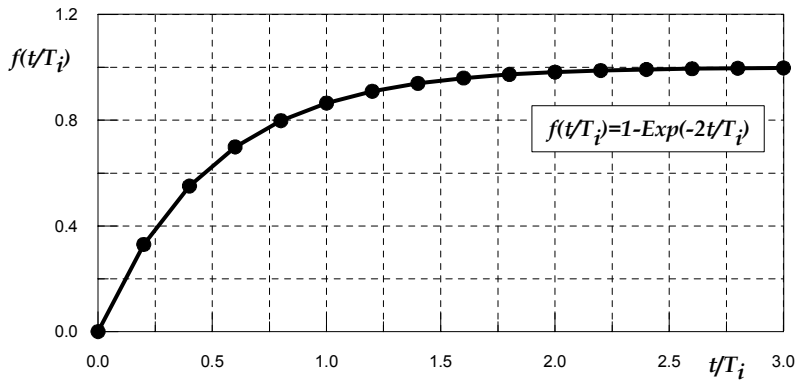


Fig. 2.15 Variation of wave source factor

식 (2.75)에서  $1 - \exp(-2t/T_i)$ 은 급작스러운 조파를 행하였을 경우 자유 수면의 거동이 불안정해지는 것을 방지하기 위해 조파개시로부터 3주기까지는 강도를 서서히 증가시키기 위해 도입한 계수이다. Fig. 2.15는  $t/T_i \leq 3$ 까

지의 조파 source 계수를 도식하였다.

본 연구는 수치과동수조내에 구조물이 설치되어 있기 때문에 조파 source 위치에 구조물에 의한 반사파가 접근하는 경우 조파 source 위치에서의 수위변동  $\eta_s$ 와 조파 source에 의해 기대되는 수위변동  $\eta_o$ 는 서로 상이하여 식 (2.75)와 같이 조파 source 강도는  $S=2U_0$ 가 될 수 없다. 大山 和 灘岡 (1991)<sup>8)</sup>는 입사파와 반사파가 동시에 존재하는 경우에 대해 조파 source 강도의 분포형상을 조파 source 지점의 연직 적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사가 되도록 식 (2.76)을 고려하였다.

$$S=2U_0 \frac{\eta_o+h}{\eta_s+h} \quad (2.76)$$

따라서 이상의 것을 모두 고려한 조파 source의 강도는 식 (2.77)과 같다.

$$S=\begin{cases} 1-\exp(-2t/T_i) \cdot 2U_o(\eta_o+h)/(\eta_s+h) & : t/T_i \leq 3 \\ 2U_o(\eta_o+h)/(\eta_s+h) & : t/T_i > 3 \end{cases} \quad (2.77)$$

## 2.5 安定條件

본 연구의 수치계산의 안정성을 확보하기 위해서는 식 (2.78)의 courant수를 만족하면 된다.

$$c=\frac{|\widehat{V}|\delta t}{\delta X} \quad (2.78)$$

여기서  $\widehat{V}$ 는 유속을  $\delta X$ 는 격자간격이다.

courant수  $c$ 가  $c<1$ 일 경우 본 수치계산의 안정성을 확보할 수 있다. 이것은 1회의 시간 step 사이에 어떤 변수를 운반한 거리  $|\widehat{V}|\delta t$ 가 공간의 이

산폭인  $\delta x$ 를 초과할 수 없음을 의미한다. 전술한 donor-acceptor법은 이류에 이동하는 VOF함수  $F$ 의 값이 donor 셀과 acceptor 셀의  $F$ 값에 의해 결정되는 방법이므로 courant수  $c$ 는  $c < 1$ 이어야 한다. 따라서 시간step의 간격  $\delta t$ 는 식 (2.78)에 의해 식 (2.79)를 만족하면 된다.

$$\delta t < \min \left\{ \frac{\delta x}{|u|_{\max}}, \frac{\delta z}{|w|_{\max}} \right\} \quad (2.79)$$

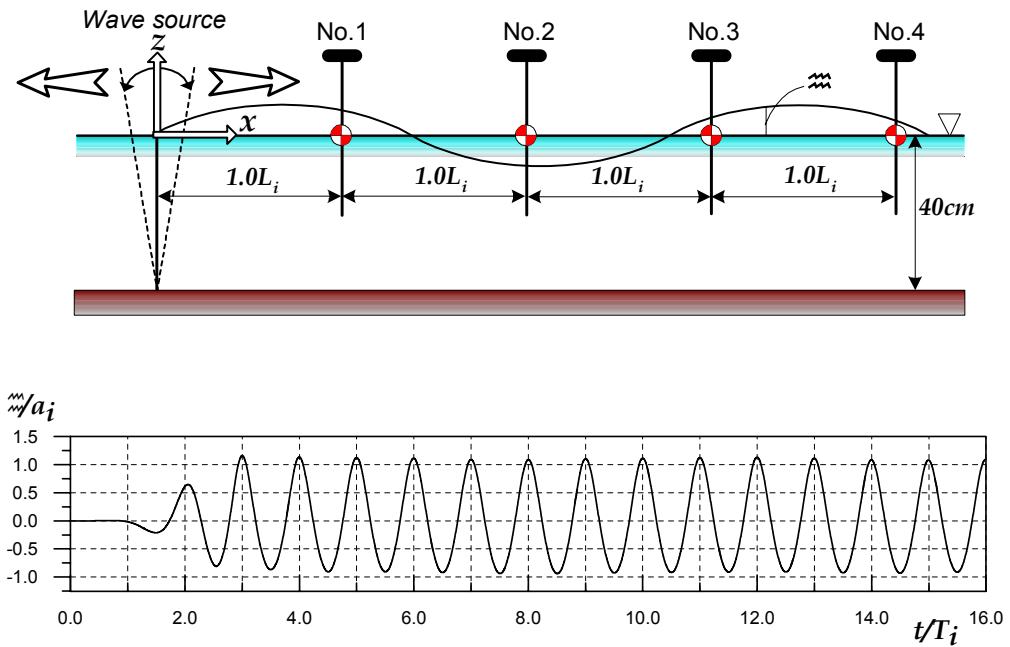
여기서  $|u|_{\max}, |w|_{\max}$ 는 각각  $x, z$ 방향에 있어서 최대유속을 나타낸다. 본 수치계산에 있어서는 초기시간스텝  $\delta t = T_i/1000$ 로 하고 그 이후는 courant 조건식 (2.79)가 만족되도록 시간step의 간격  $\delta t$ 를 결정한다.

## 2.6 解析結果

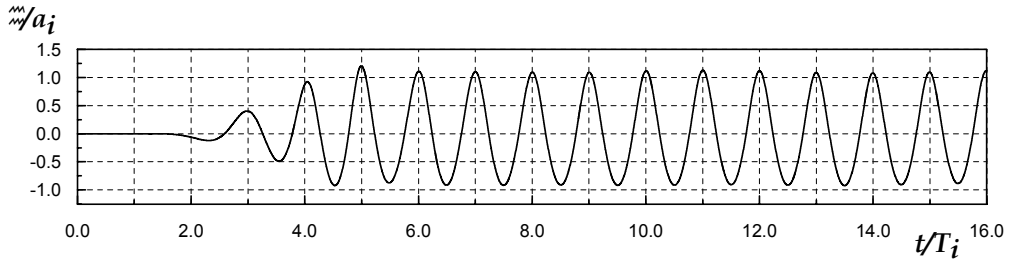
### 2.6.1 數值모델링의 檢證

#### 2.6.1.1 造波波形檢證

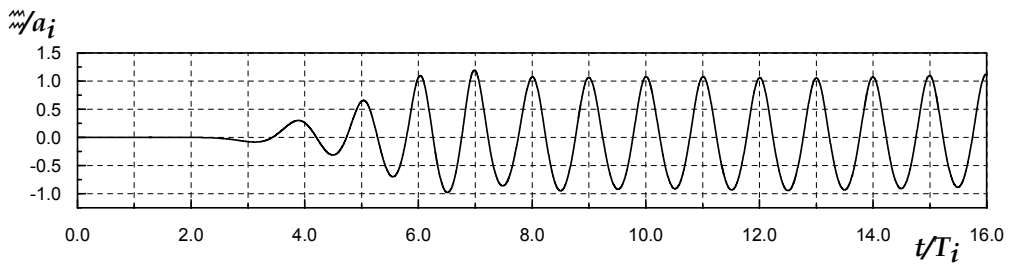
Fig. 2.16은 입사파고  $H_i=6cm$ , 주기  $T_i=1.2\text{ sec}$ , 일정수심  $h=40cm$ 의 조건하에 조파 source의 위치로부터 각각  $x \approx 1.0L_i$ ,  $x \approx 2.0L_i$ ,  $x \approx 3.0L_i$ ,  $x \approx 4.0L_i$ 의 위치에서의 시간파형을 입사파의 진폭으로 무차원시켜 표시한 것이다. 전술한 바와 같이 조파를 시작할 때 자유 수면의 거동이 불안정하게 되는 것을 방지하기 위해  $t/T_i \leq 3$ 까지는 강도를 서서히 증가시키고 그 이후부터는 일정하게 조파 source의 강도를 주고 있으므로 시간step이 증가함에 따라 각 지점의 시간 파형은 점차적으로 서서히 증가하고 있는 모습을 보이고 있다. 또한 파가 각 지점에 도달하고 나서 3주기 후부터 파형이 안정됨을 확인할 수 있다.



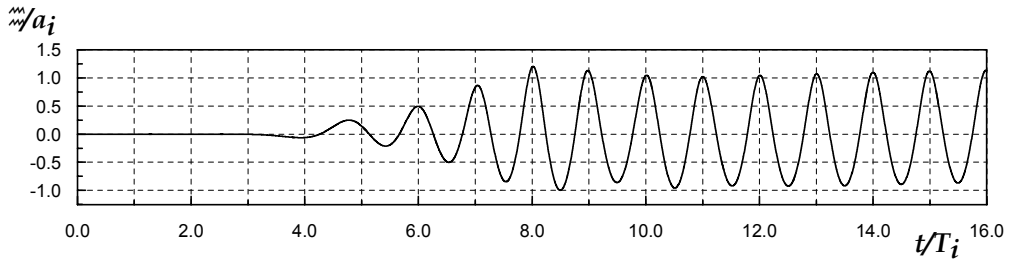
(a) No.1



(b) No.2



(c) No.3



(d) No.4

Fig. 2.16 Profiles of computed waves at each point

Fig. 2.17은 Fig. 2.16과 동일한 입사조건하에 수면의 공간과형으로 부가감쇠영역을 포함한 전 계산영역에 대해 나타낸 것이다. 해석영역의 양끝단에 접속시킨 부가감쇠영역에서 파의 감쇠가 발생하고 해석영역내에서의 파형은 일정한 포락선을 형성하고 있다.

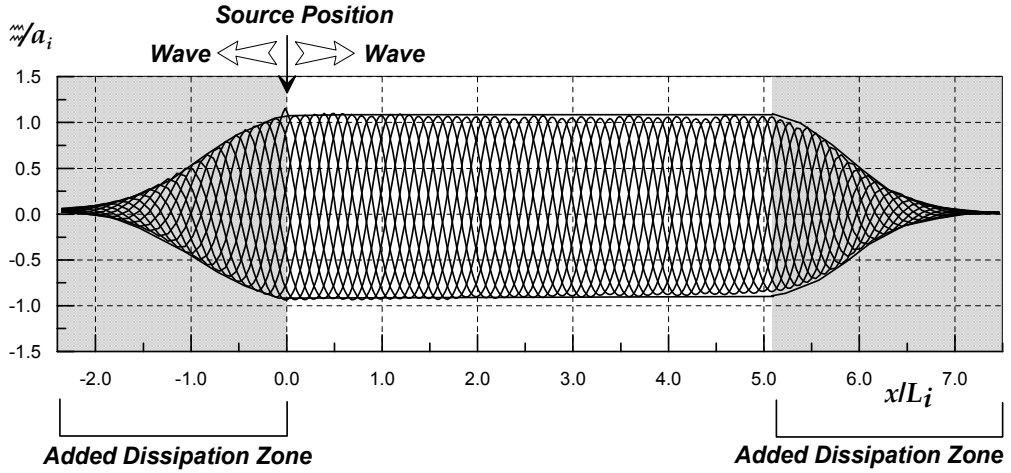


Fig. 2.17 Profiles of computed nonlinear waves at each time step during one wave period.

Fig. 2.18은 입사파고  $H_i=12cm$ , 주기  $T_i=1.494\text{ sec}$ , 일정수심  $h=60cm$ 의 조건하에 선형파, stokes 3차파, 그리고 본 연구에서 조파시켜 얻은 수면파형을 한 주기에 대하여 입사파의 진폭으로 무차원화시켜 비교한 것이다.

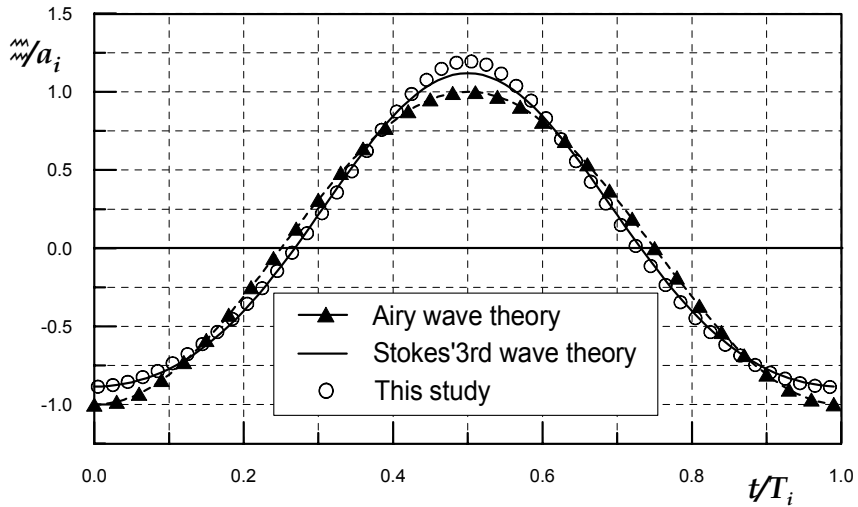


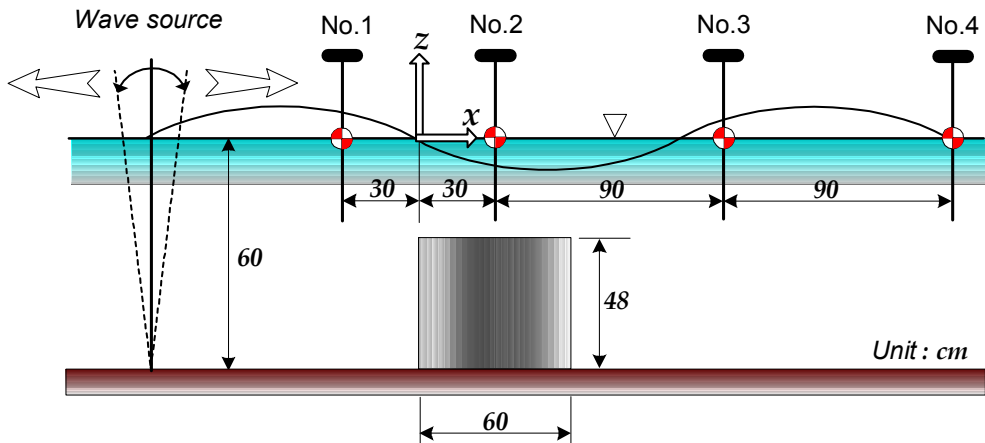
Fig. 2.18 Comparison of Airy wave, Stokes'3rd wave and computed nonlinear wave

본 연구의 수면파형이 파곡에서는 대체로 stokes 3차파와 일치하나 파봉에서는 stokes 3차파보다 더욱 강한 비선형성을 띄고 있음을 알 수 있다.

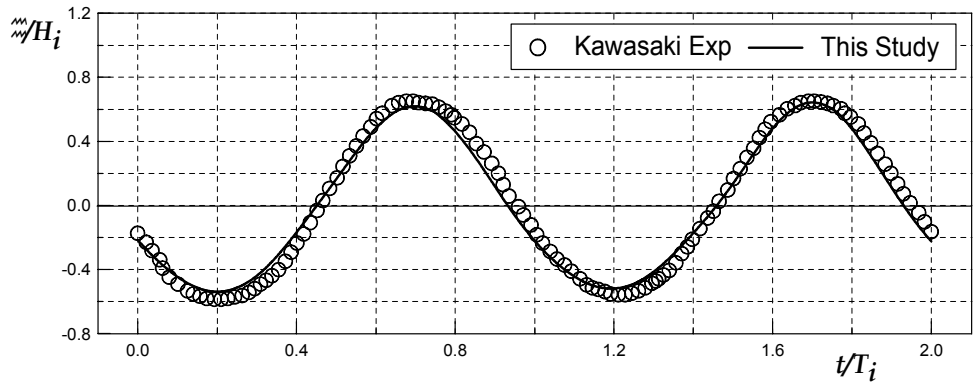
이상으로 본 연구에서 채용한 수치파동수조내의 line-source에 의한 조파 방법은 입사조건의 수면파형을 잘재현하고 있으며 더불어 부가감쇠영역에서의 파랑감쇠현상도 확인하였다.

### 2.6.1.2 實驗結果와의 波形比較

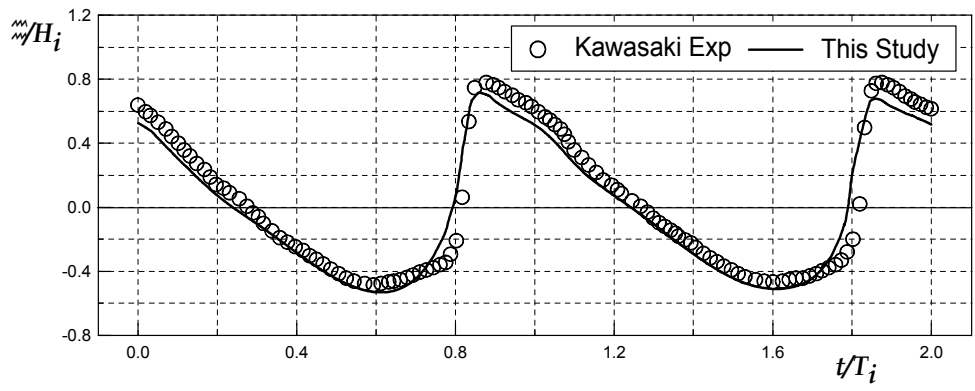
Fig. 2.19는 본 수치실험에서 얻어진 계산결과와 川崎(1997)<sup>14)</sup>에 의한 수리실험결과를 비교한 것으로 파형경사  $H_i/L_i=0.03$ ( $L_i$ 는  $300cm$ ), 수심파장비  $h/L_i=0.2$ 의 입사파의 제원과 상대진폭  $B/L_i=0.2$ ( $B$ 는  $60cm$ ), 천단수심  $qh=12cm$ 의 불투과잠제의 조건하에서 각 지점의 시간파형을 나타낸 것이다. 잠제상면에서 비대칭성이 큰 파랑의 형성 및 잠제배후에서 불규칙파랑과 같은 비선형성이 큰 파랑의 발달등에 있어서 본 수치해석결과와 川崎(1997)<sup>14)</sup>의 수리실험결과가 잘 일치하므로 불투과잠제에 대한 본 수치모델링의 타당성을 검증할 수 있다.



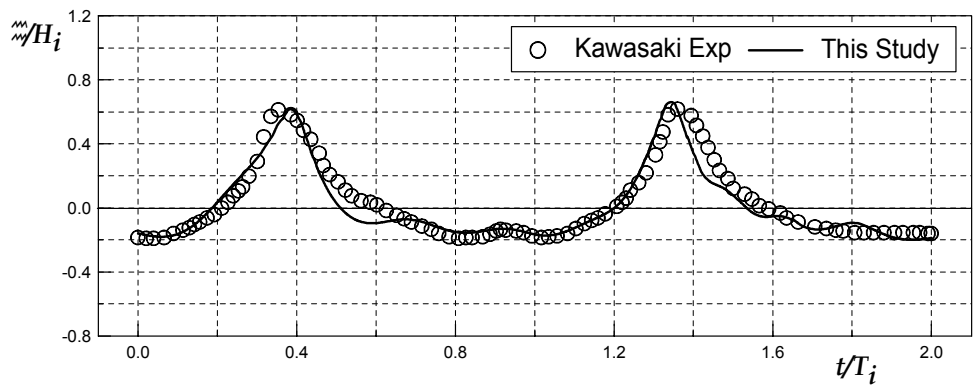




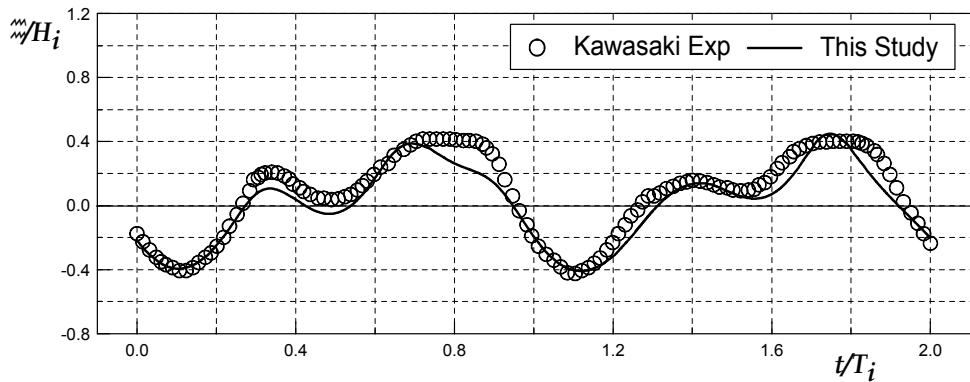
(a) No.1



(b) No.2



(c) No.3



(d) No.4

Fig. 2.19 Comparison of Kawasaki experiment and this study

## 2.6.2 不透過潛堤의 幾何形狀에 따른 碎波位置

일반적으로 쇄파는 자유수면에 있어서 물입자의 수평방향의 속도  $u$ 가 파속  $C$ 이상이 될 때 발생한다. 따라서 수치계산시 파속  $C$ 를 정확하게 정의되면 쇄파위치를 판별할 수 있다. 그러나 본 연구의 계산수법상 파속을 정확하게 정의하는 것이 불가능하므로 자유표면의 형상에 따라 VOF 함수  $F$ 에 의해 표면셀의 공간위치를 판단한 후 동일한  $x$ 축 격자내의 표면셀의 위치좌표를 비교하여 쇄파위치  $x_b$ 로 판단하였다.

Fig. 2.20은 수심과장비  $h/L_i=0.2$ 에서의 무차원쇄파위치  $x_b/L_i$ 를 입사파의 천단수심에 대한 상대파고  $H_i/qh$ 와 관련하여 도식한 것이다. Fig. 2.20에서 잠제의 상대진폭  $B/L_i=0.3$ 에 대한 결과는 川崎(1997)<sup>14)</sup>의 수치실험결과로 본 수치실험결과와 직접적으로 비교하기는 힘들지만 대체적으로 입사파의 상대파고  $H_i/qh$ 가 증가함에 따라 쇄파위치가 잠제의 바다측으로 이동하여가는 현상이 뚜렷하고 본 수치실험결과도 이러한 현상을 잘 재현하고 있다. 또한 동일한 수심과 입사파에 대한 잠제폭의 변화에 따른 쇄파위치는 거의 일정하다.

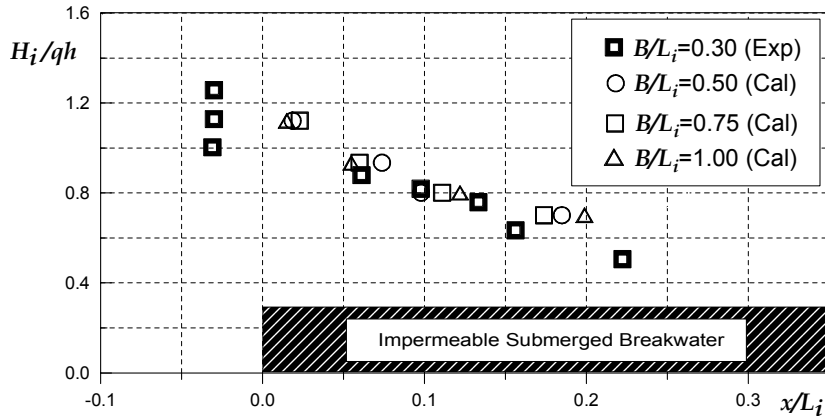
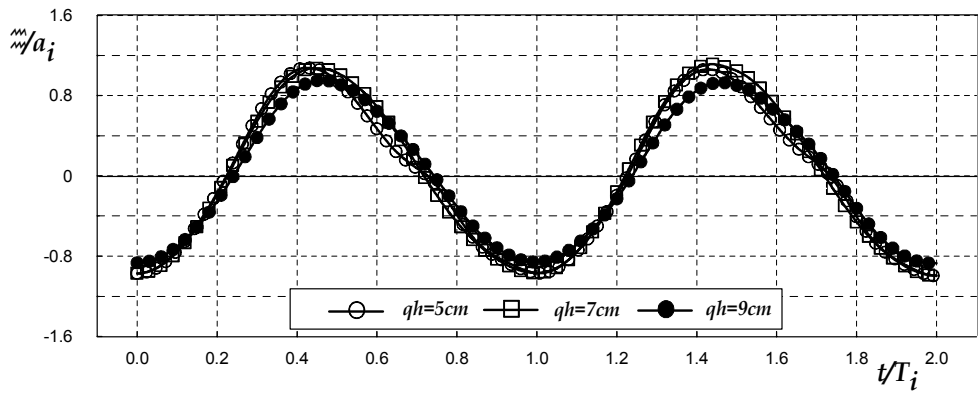
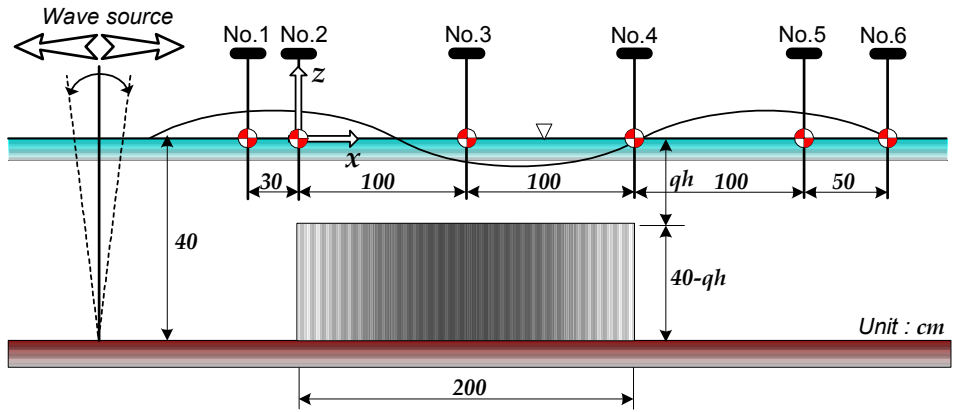


Fig. 2.20 Comparison of wave breaking points

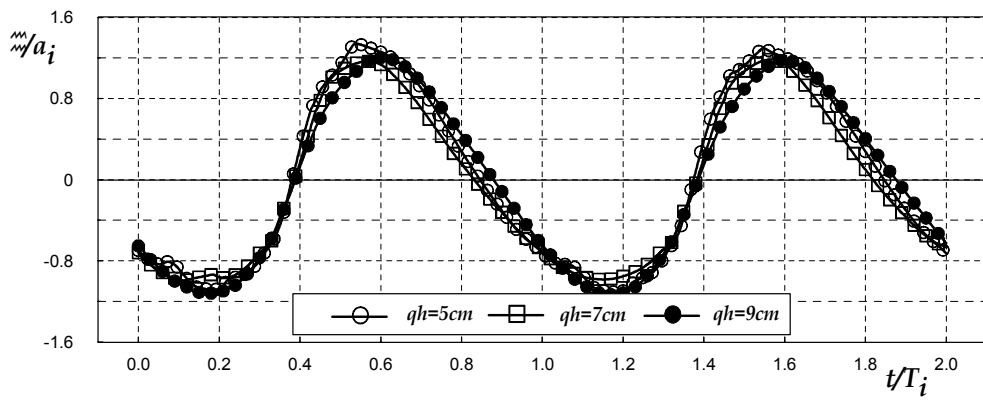
### 2.6.3 潛堤周邊의 非線形波浪變形 特性

Fig. 2.21은 파형경사  $H_i/L_i=0.028$  ( $L_i$ 는  $200cm$ ), 수심과장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대진폭  $B/L_i=1.0$ 에 대해 동일한 입사파의 제원과 잠제의 조건하에 제시된 각 지점에서 천단수심의 변화에 따른 시간파형의 변화를 입사진폭으로 무차원화시킨 결과이다. Fig. 2.21(a)는 잠제전면에서의 파형으로 천단수심이 얇은  $qh=5cm$ 의 경우에 약간 비대칭인 파형이 형성되고, Fig. 2.21(b)는 잠제의 바다측 우각부로 잠제에 의한 수심급변화로 (a)의 파형보다 비선형성분이 커짐을 알 수 있다. Fig. 2.21(c), (d)는 각각 잠제위와 해안측의 잠제우각부에서 시간파형으로 파곡부분이 평탄하고 파봉부분이 뽕족한 형태인 강한 비선형성분을 나타내고 있음을 확인할 수 있다. Fig. 2.21(e), (f)는 각각 잠제후면에서의 시간파형으로 쇄파후의 파가 재생성되는 영역으로, 이 영역에서의 파형은 대체로 2차파봉이 강하게 발생하는 파의 분열현상을 확인할 수 있다. 이는 파와 잠제와의 비선형간섭과 쇄파의 영향에 의해 발생한 고주파성분의 위상속도 차이에 기인하는 것으로 판단된다. 또한, Fig. 2.21(f)에서 천단수심이 낮을수록 파고의 감쇠가 증가하여 정온한 배후영역을 얻을 수 있음을 알 수 있다.

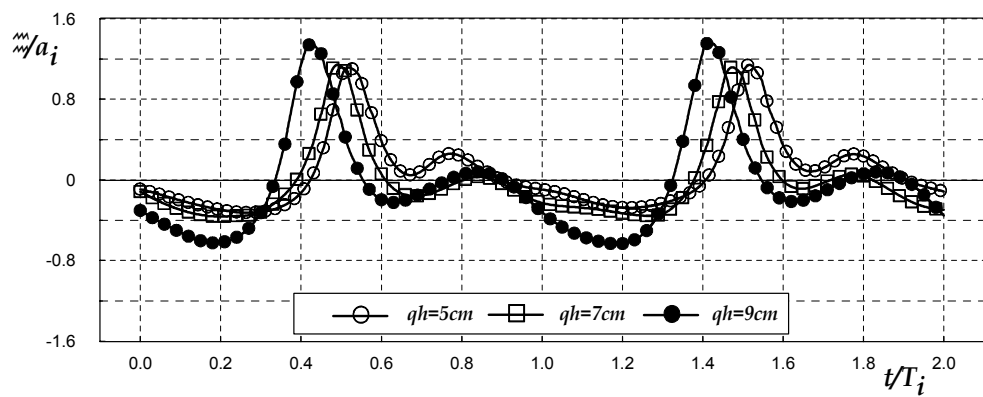
따라서, 잠제주변의 수면변동은 쇄파가 발생하는 잠제상에서 강한비선형파가 생성되고, 쇄파후에 파의 재생성이 이루어지는 잠제후면에서 파봉이 분열되는 형태의 파가 발생한다.



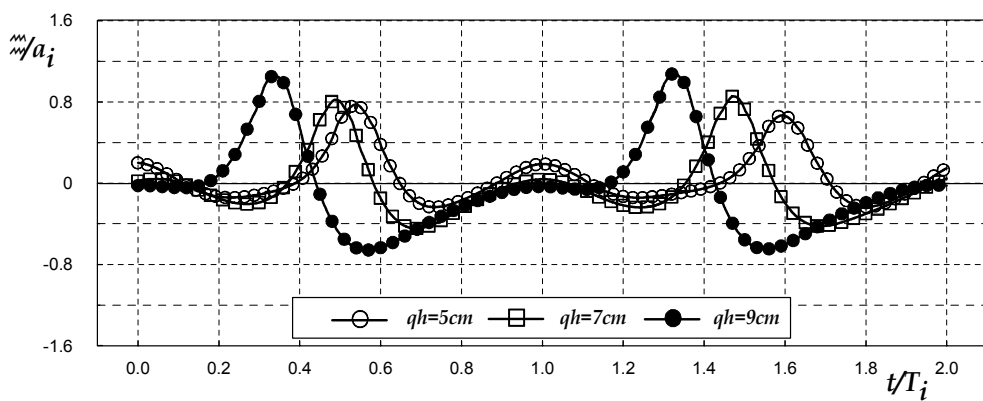
(a) No.1



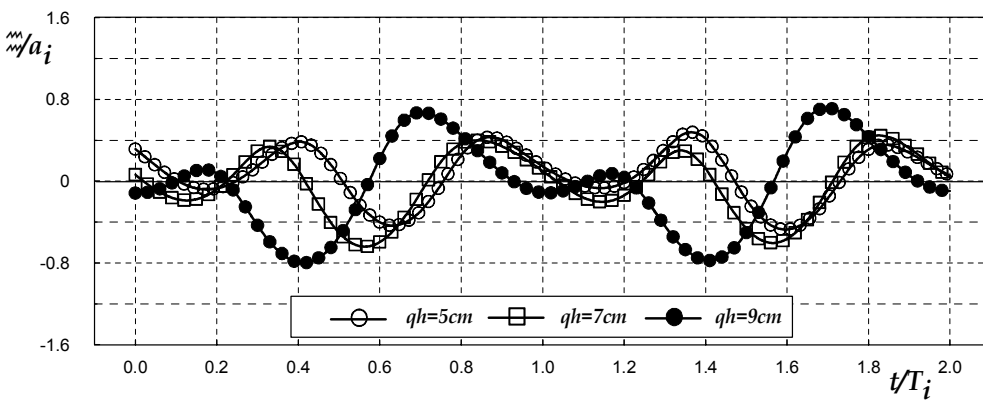
(b) No.2



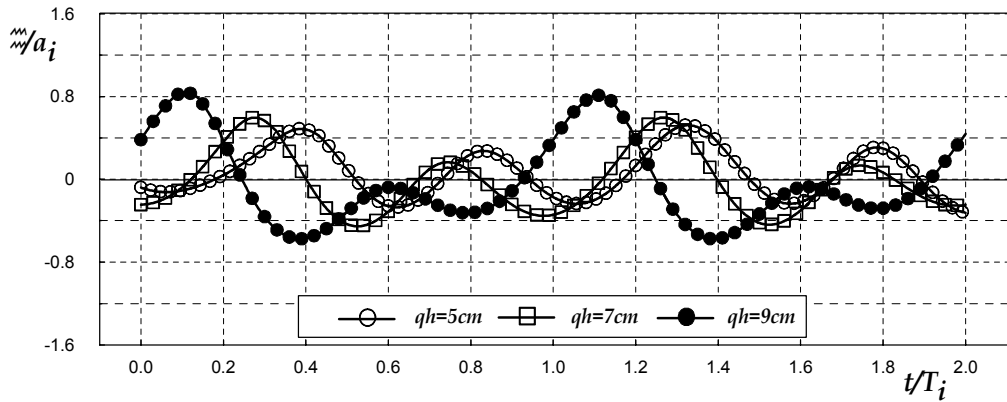
(c) No.3



(d) No.4



(e) No.5



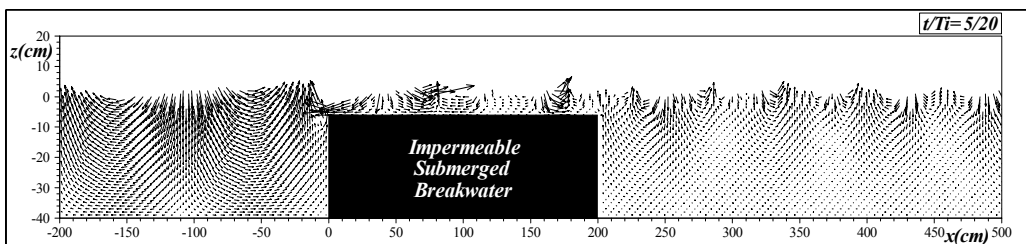
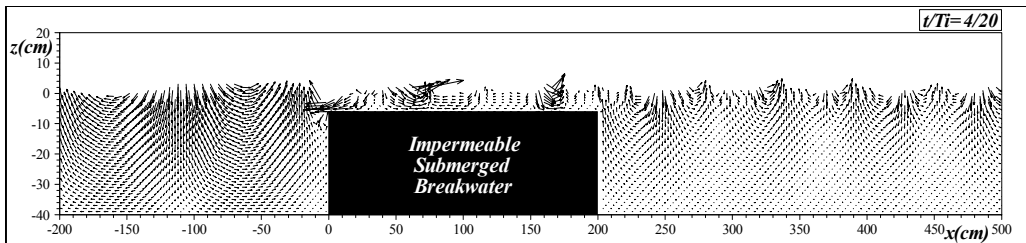
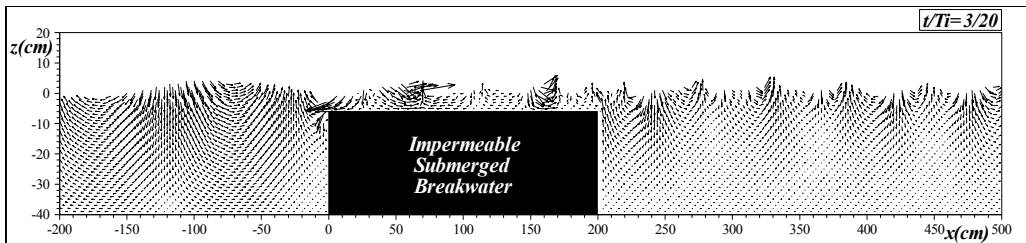
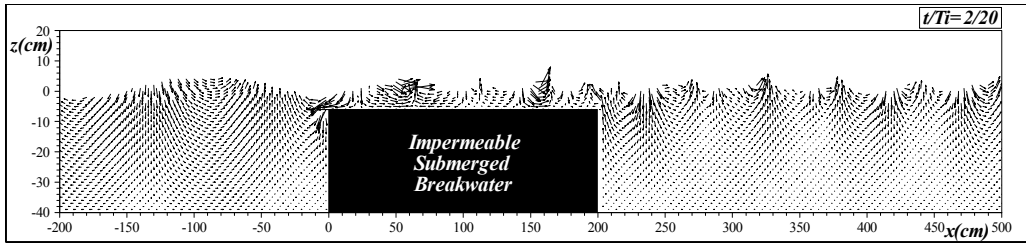
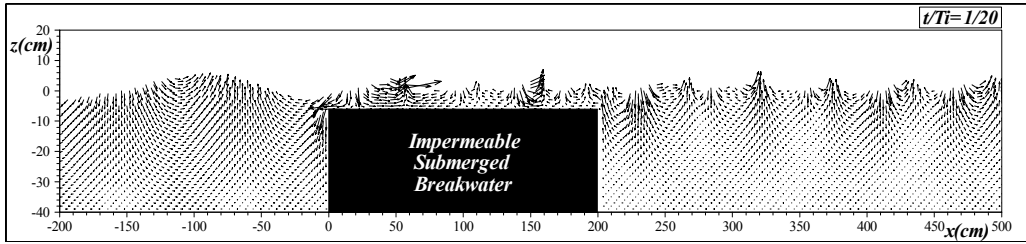
(f) No.6

Fig. 2.21 Time wave profile

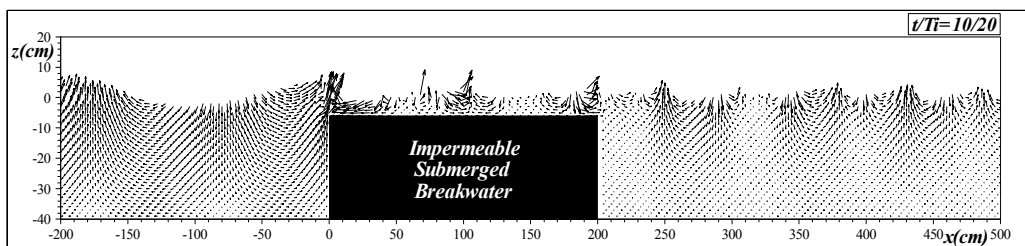
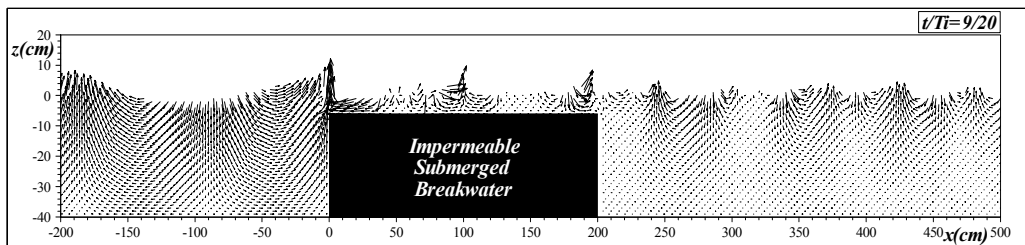
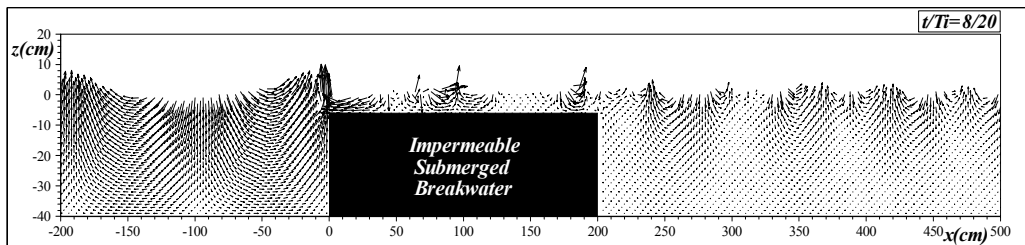
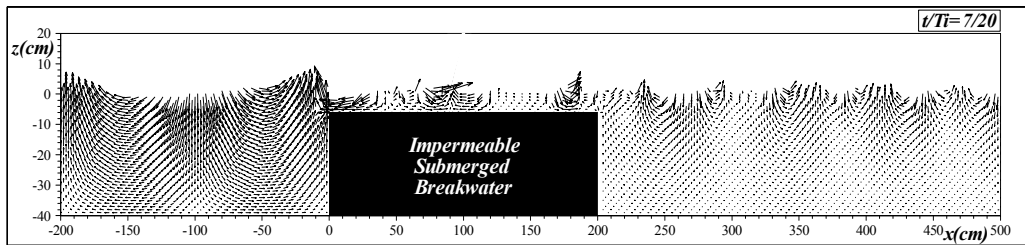
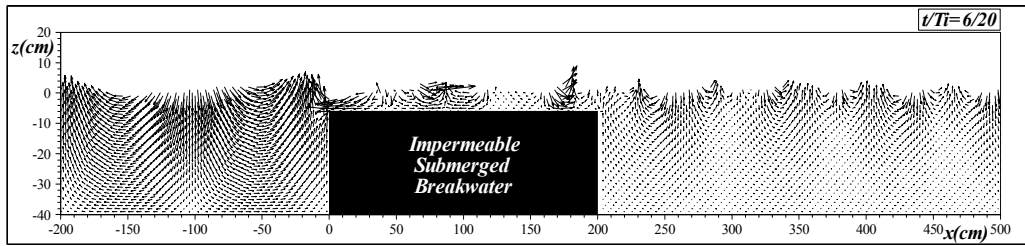
#### 2.6.4 潛堤周邊의 流體粒子速度場

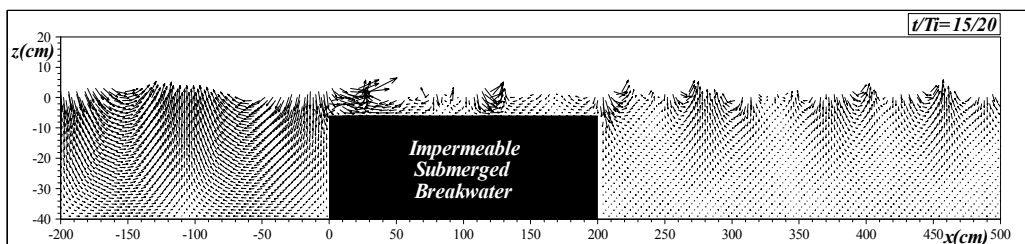
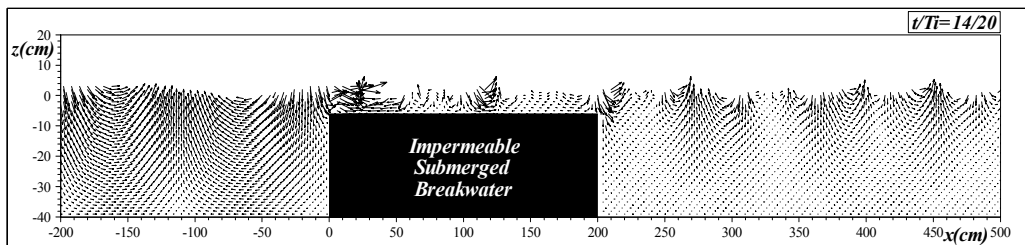
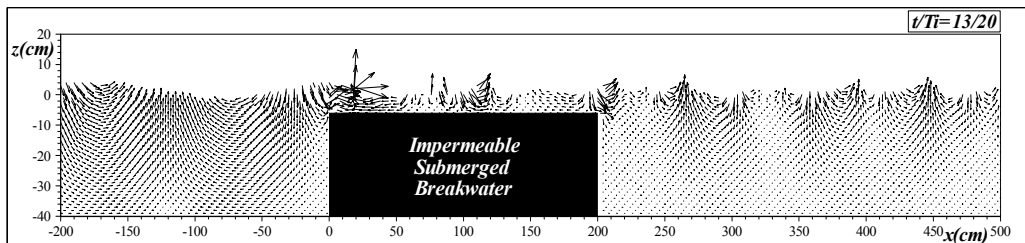
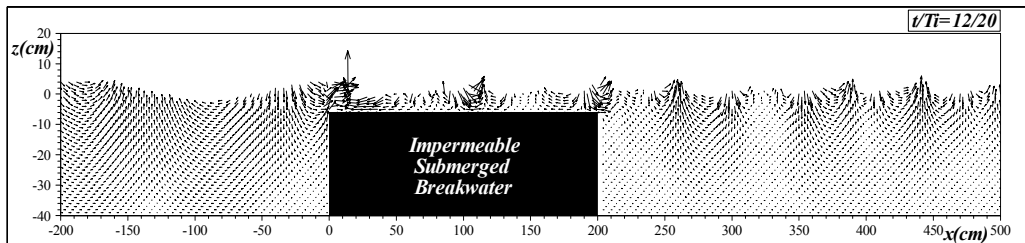
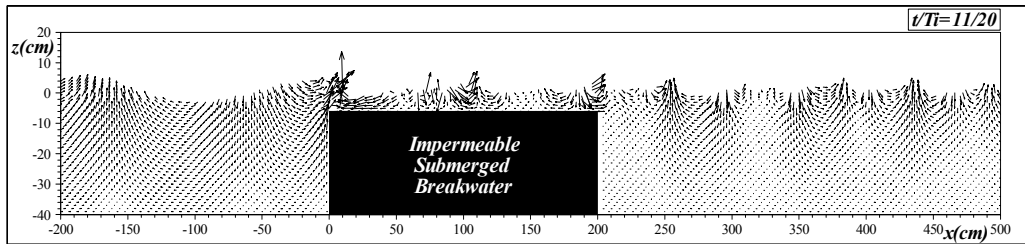
Fig. 2.22는 파형경사  $H_i/L_i=0.026$ , 수심파장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대진폭  $B/L_i=1.03$ , 천단수심  $qh=6cm$ 의 일열불투과잠제에 의한 한주기 동안의 유체입자의 속도벡터를 계산영역  $-200 < x < 500$ 의 범위에 대해 표시하였다.  $t/T=4/20 \sim t/T=9/20$ 에 보여지는 바와 같이 입사파의 파봉이 잠제의 전면부로 접근함에 따라 잠제에 의한 수심의 급변화로  $-50 < x < 0$ 에서 유속벡터의 기울기가 급해지는 강한 비선형성분이 발생하고  $t/T=10/20 \sim t/T=13/20$ 에서는 잠제천단상으로 강한 비선형성분과가 진행함에 따라 파형경사가 급해져 잠제의 파정부근에서 빠른 유체입자의 속도가 관찰되는 쇄파를 확인할 수 있으며 쇄파점 이후에서는 입사파의 진행방향과 반대되는 강한유속이 발생한다.  $t/T=14/20 \sim t/T=3/20$ 에서는  $x=20cm$ 부근에서 쇄파된 파가 잠제의 천단상을 진행하고 있다. 전 시계열에 걸쳐 잠제에 의한 입사파의 쇄파 후 잠제전면( $-200 < x < 0$ )과 잠제배후역( $200 < x$ )을 비교하면 앞서 기술한 바와 같이 잠제배후에서 파의 파봉이 분열되어 재생성되는 현상을 확인할 수 있다. 또한 잠제의 배후에서 와의 발생이 확인되었지만 후술하는 투과성잠제에 비해

그 크기는 극히 미소하였다. Fig. 2.23은 Fig. 2.22와 동일한 입사조건에 대한 이열불투과잠제의 유속벡터를 표시한 것이다. 이열잠제의 폭은 Fig. 2.22의 일열잠제의 폭의 0.4배인  $0.4B$ , 잠제간의 중심거리  $l$ 은  $0.75L_i$ 로 하였다. 잠제에 의한 물입자의 속도벡터의 변화형태는 일열잠제와 비슷한 경향을 보이고 있으나 잠제배후영역에서 이열잠제가 일열잠제에 비해 현저하게 크기가 감소했음을 알 수 있다.









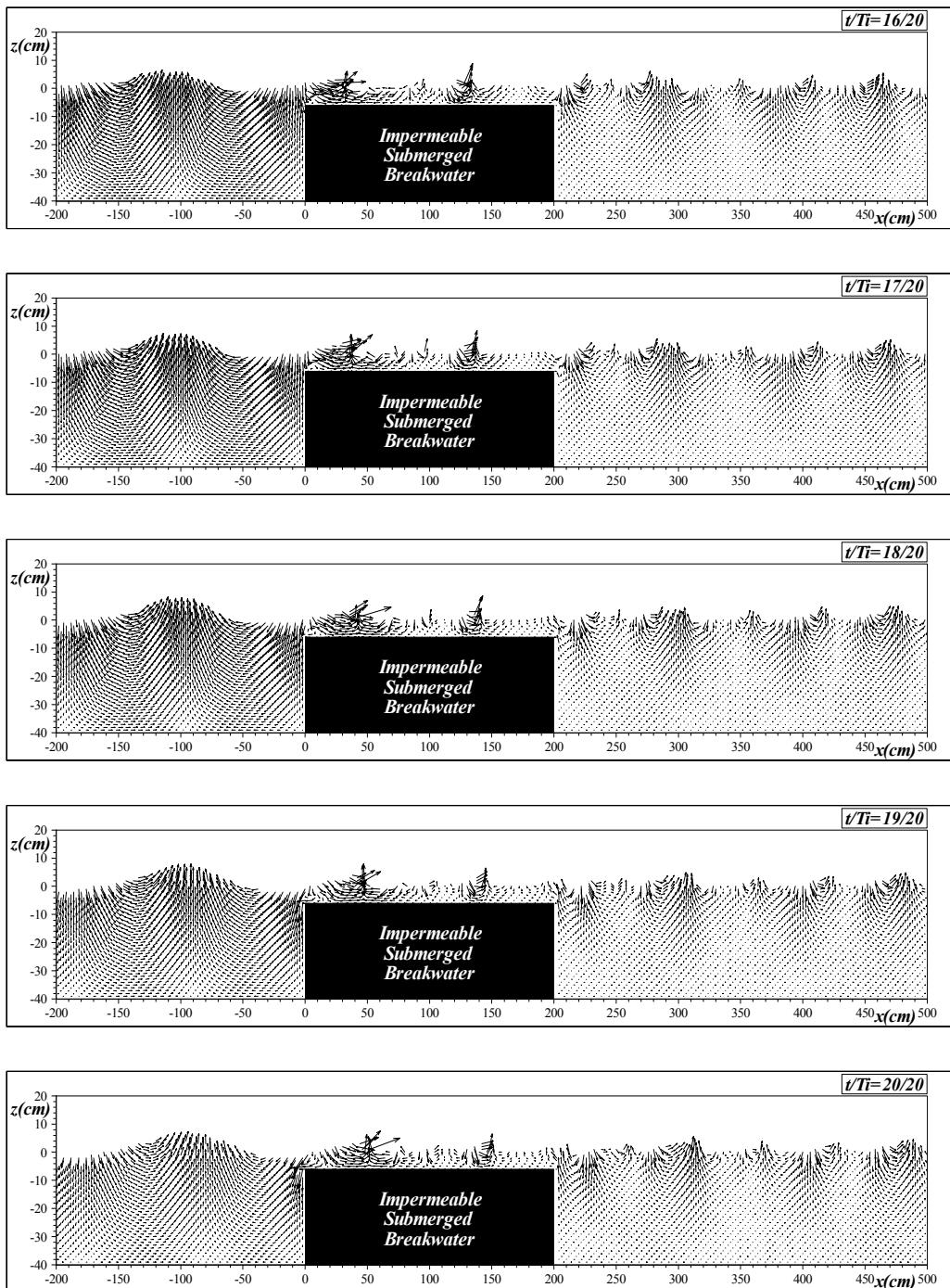
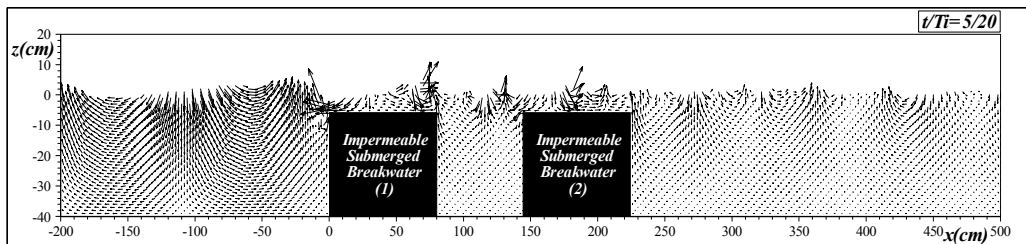
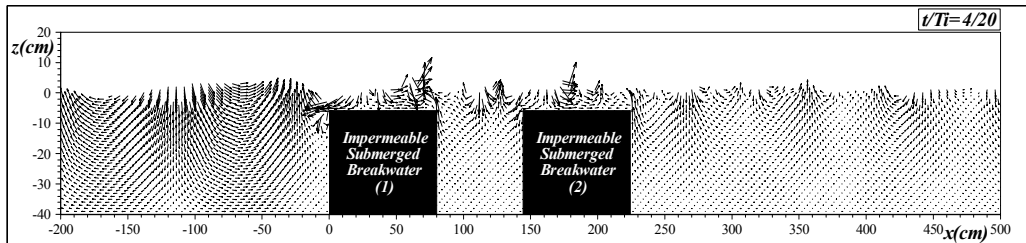
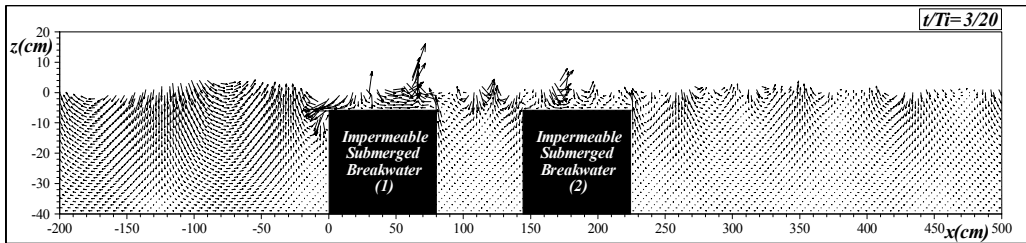
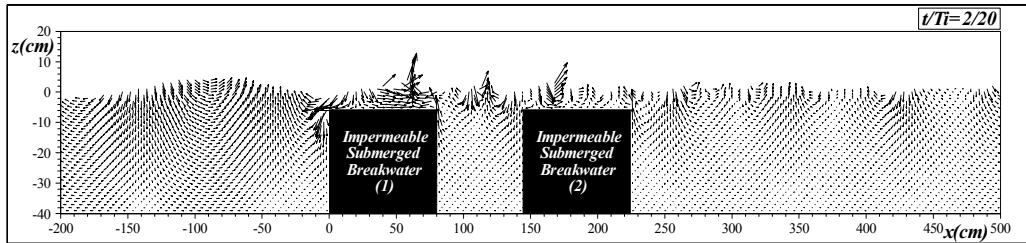
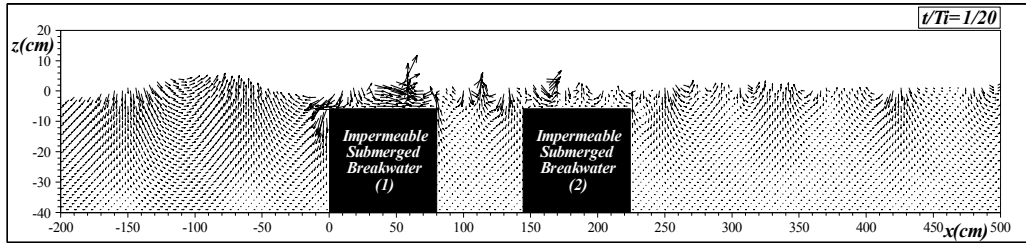
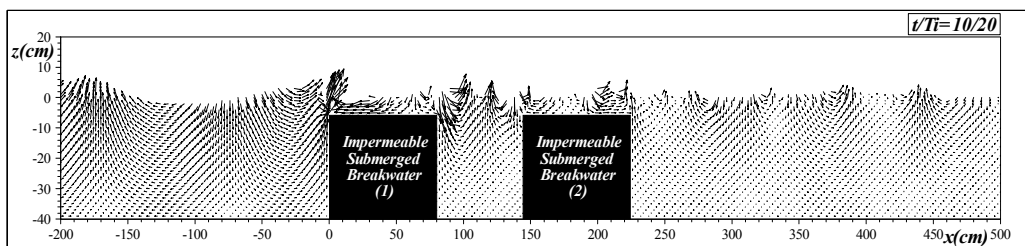
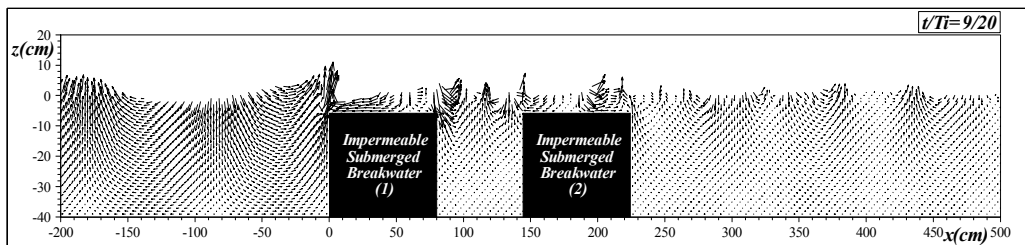
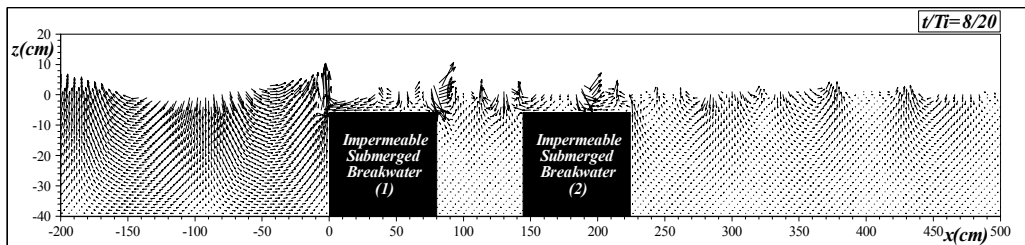
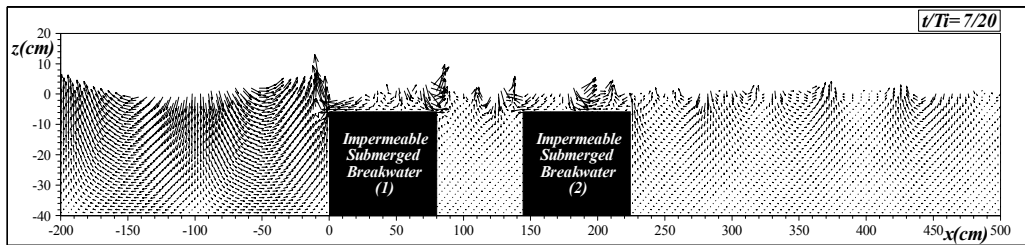
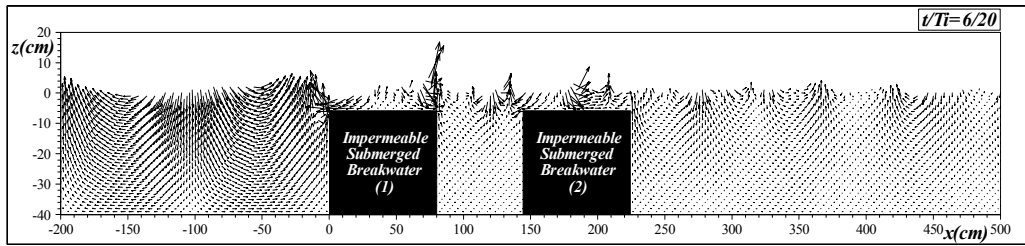
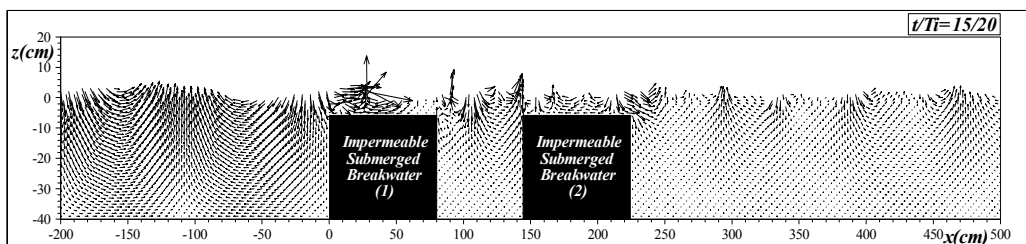
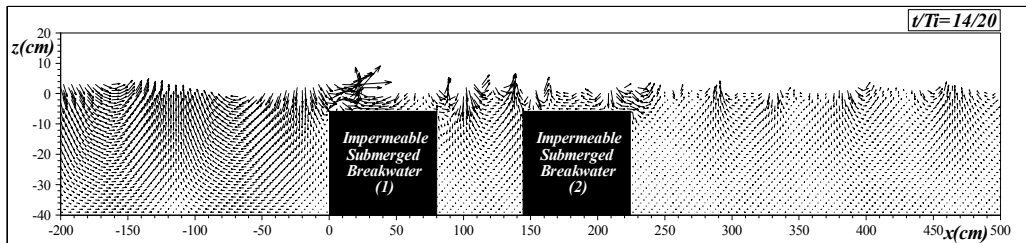
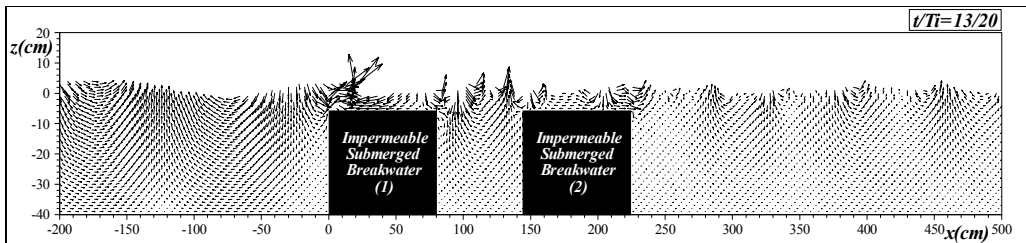
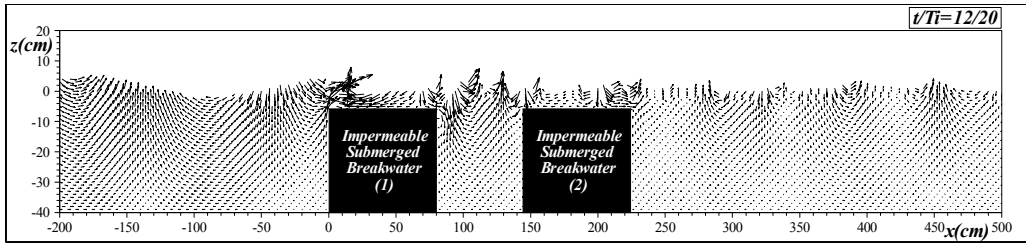
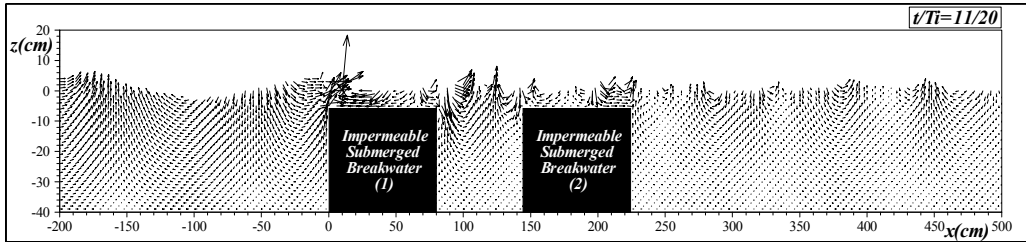


Fig. 2.22 Spatial distribution of velocity due to the one-row impermeable submerged breakwater







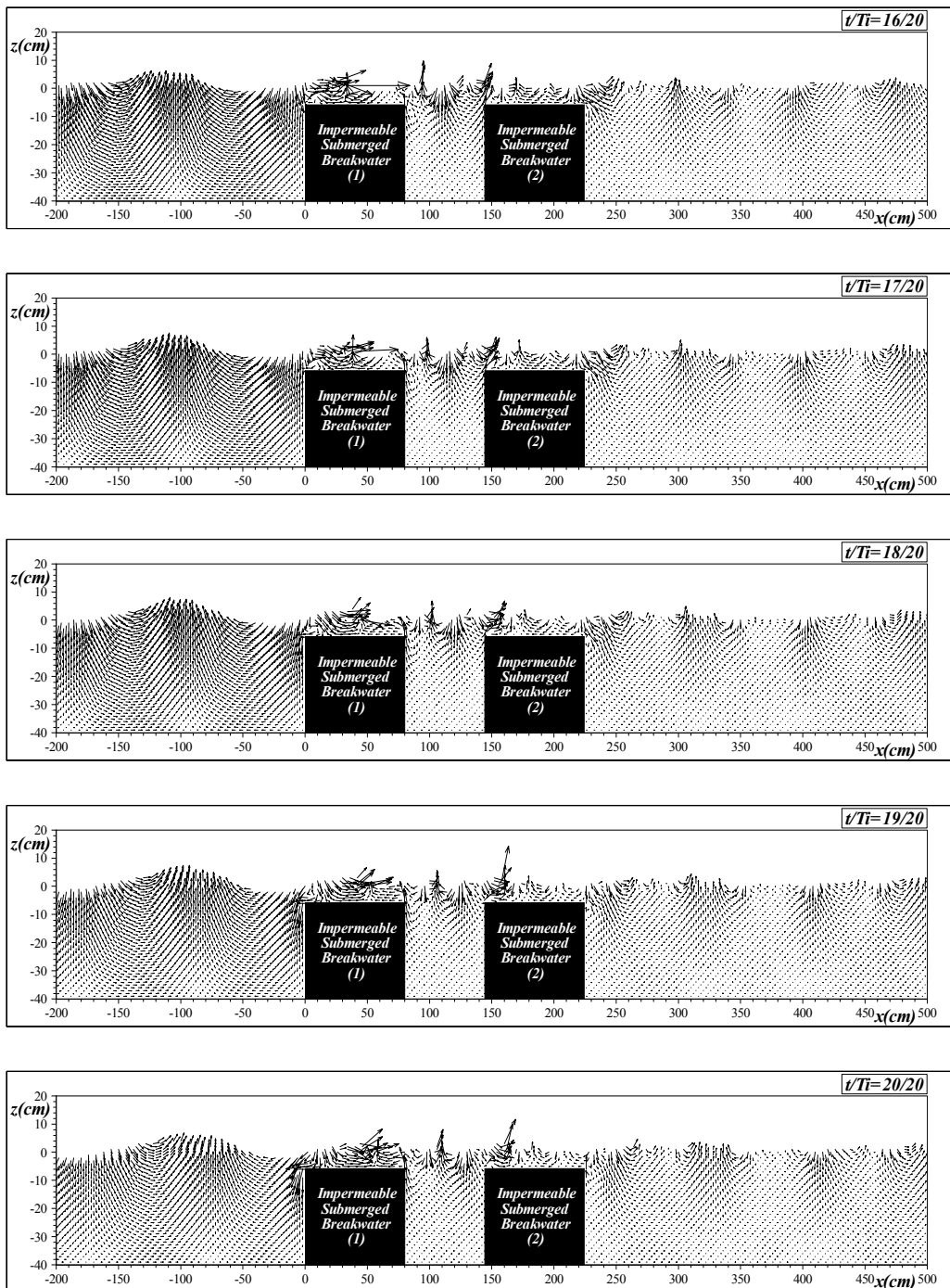


Fig. 2.23 Spatial distribution of velocity due to the two-row impermeable submerged breakwater

## 2.6.5 空間波高變化와 平均水位變化

Fig. 2.24는 파형경사  $H_i/L_i=0.026$ , 수심파장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대진폭  $B/L_i=0.513$ , 천단수심  $qh=6cm$ 의 불투과잠제주변의 파고  $H$ , 최대수위  $\eta_{\max}$ , 최저수위  $\eta_{\min}$ , 평균수위  $\bar{\eta}$ 의 공간분포를 입사파고  $H_i$ 로 무차원화시켜 나타낸 것이다. 잠제전면( $-1.0 < x/L_i < 0.0$ )에서 입사파와 잠제로 인한 반사파의 간섭에 의해 부분중복파가 형성되어 무차원파고는  $0.55 < H/H_i < 1.5$  범위의 값을 보이고 잠제배후에서의 잠제로 인한 입사파의 쇄파로 인한 에너지소산으로 파고는 입사파고의  $0.3 \sim 0.6$ 배 정도가 된다. 또한 평균수위변화  $\bar{\eta}/H_i$ 는 일반적으로 잘 알려져 있는 쇄파점 부근에서의 wave set-down현상과 쇄파점 이후에서의 wave set-up의 특징이 현저하게 나타난다.

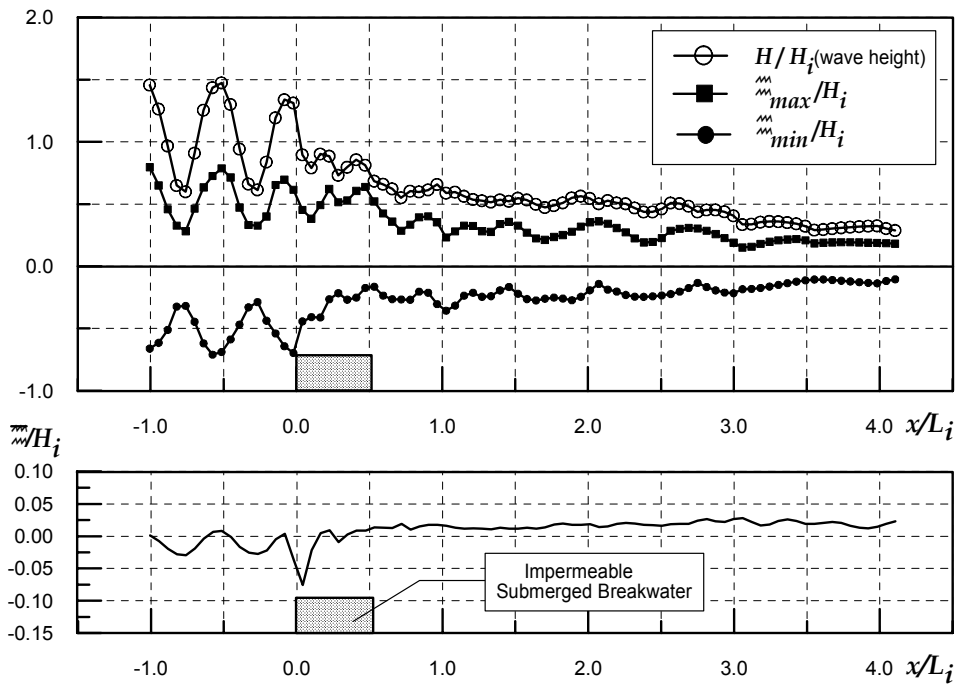


Fig. 2.24 Spatial distribution of wave height and mean water level(1)



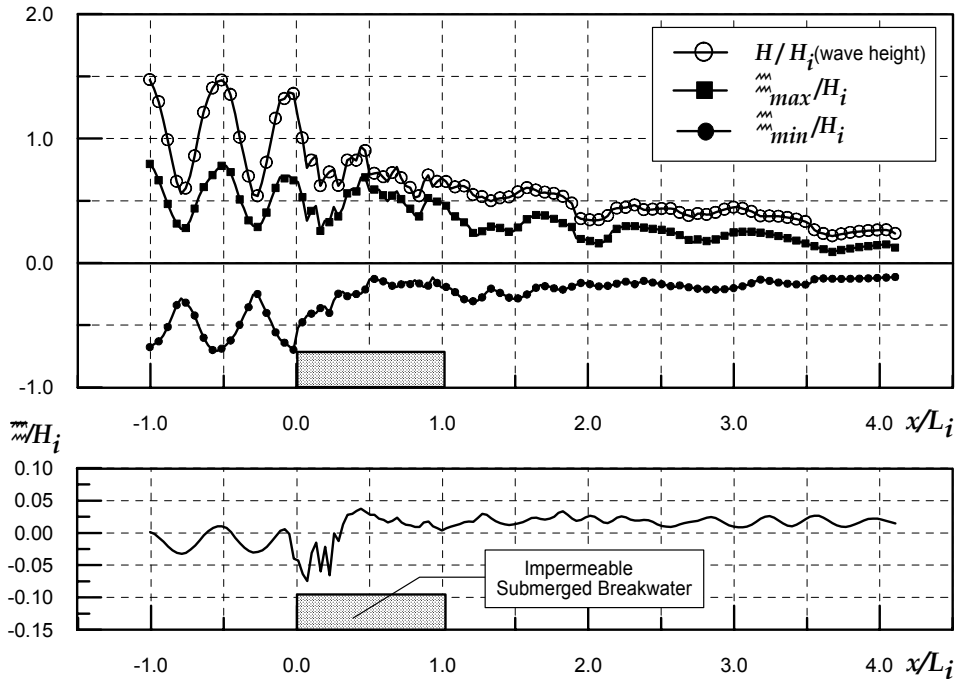


Fig. 2.25 Spatial distribution of wave height and mean water level(2)

Fig. 2.25는 Fig. 2.24와 동일한 입사조건에서 잠제의 상대진폭  $B/L_i=1.03$ 에 대한 결과이다. Fig. 2.24와 동일하게 잠제전면에서의 부분중복파 ( $0.55 < H/H_i < 1.5$ )가 확인되고 잠제에 의한 입사파의 쇄파후에 파고가 현저히 감소하는 경향을 보이고 있다. Fig. 2.24와 비교해 볼 때 잠제폭의 증가에 따라 잠제배후에서 입사파의 파고감소율이 약간 증가함을 보인다. 잠제의 폭의 증가로 쇄파점 이후( $x \approx 0.4$ )에서의 wave set-up현상은 Fig. 2.24에 비해 현저하다. Fig. 2.24와 Fig. 2.25에서의 부분중복파에 대한 평균수위변화는 腹(antinode)의 위치에서 상승하고 節(node)의 위치에서 하강함을 알 수 있으며 잠제배후에서는 평균수위가 상승하고 있다.

Fig. 2.26은 Fig. 2.25와 동일한 입사조건과 잠제폭에 대해 천단수심이 Fig. 2.25의 2배인  $qh=12cm$ 에 대한 결과를 나타낸 것이다. 천단수심이 증가함에 따라 잠제에 의한 반사파가 감소하므로 Fig. 2.25에 비해 잠제전면에서의 부분중복파의 크기는  $0.8 < H/H_i < 1.2$ 로 감소하였음을 알 수 있고 잠제천단상으로의 투과파는 증가하므로 잠제후면에서의 파고의 감소율도 Fig. 2.25에 비해 줄어드는 것을 확인 할 수 있다. 이러한 결과는 천단수심이 감소함에 따라 잠

체에 의한 쇄파의 규모가 큰 Plunging형 쇄파가 발생하고 반대로 천단수심이 증가함에 따라 쇄파의 규모가 적은 Spilling형 쇄파가 일어남을 지적한 川崎 (1997)<sup>14)</sup>의 수리실험결과와 일치하는 것으로 보여지며 본 연구의 수치실험을 통해서도 잠제의 천단수심  $qh$ 는 입사파의 파고감쇠를 결정하는 중요한 변수임을 확인하였다.

평균수위변화를 보면 쇄파점에서의 wave set-down과 wave set-up, 잠제후면에서의 수위상승도 확인되지만, Fig. 2.25에 비해 그 크기는 상대적으로 작다.

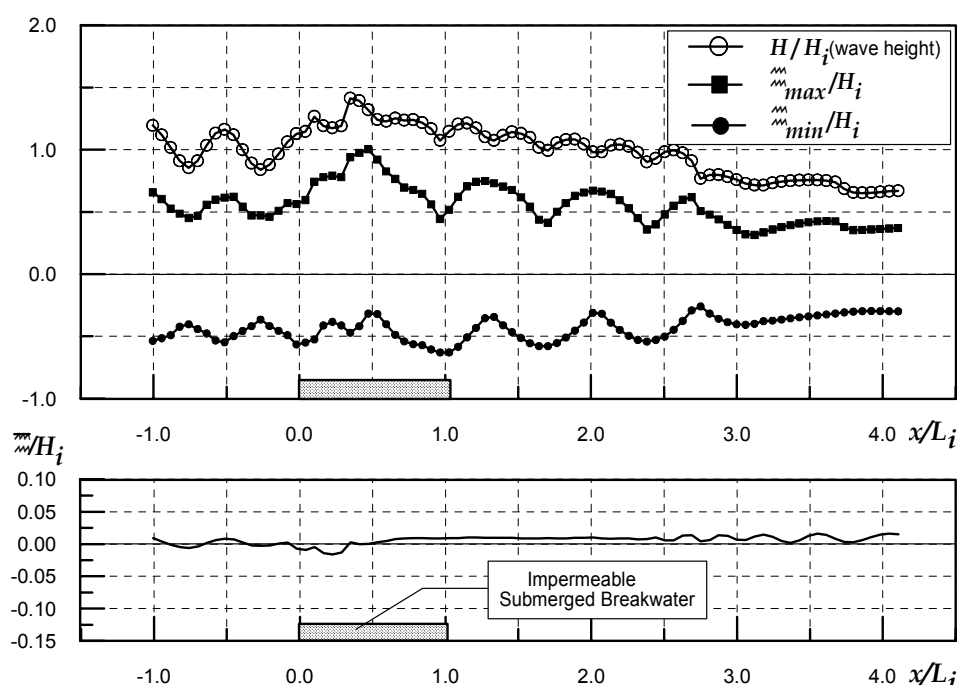


Fig. 2.26 Spatial distribution of wave height and mean water level(3)

Fig. 2.27은 Fig. 2.25와 동일한 입사조건과 잠제의 천단수심에 대한 이열잠제에 대한 파고변화와 수면상승율의 변화에 대한 결과이다. 이열잠제의 폭은  $B_1 = B_2 = 0.4B$  ( $B$  ; Fig. 2.25의 일열잠제의 폭)로 하였으며 잠제간의 중심거리  $l$ 은  $0.75L_i$  ( $L_i$  ; 입사파의 파장)이다. 동일한 천단수심을 갖는 Fig. 2.24와 Fig. 2.25의 무차원파고분포  $H/H_i$ 를 비교하면 일열잠제인 Fig. 2.24와 Fig. 2.25는 잠제전면에서 거의 동일한 파고를 보이고 있으나 Fig. 2.27의 이열잠제

의 경우 잠제전면에서 무차원파고의 크기가  $0.7 < H/H_i < 1.2$ 로 Fig. 2.24와 Fig. 2.25에 비해 상대적으로 작음을 알 수 있다. 이는 金度三 등(2000)<sup>3)</sup>에 의해 지적된 불투과 다열잠제에 의한 Bragg반사의 영향에 기인한 것으로 판단된다. 잠제배후에서의 무차원파고는 Fig. 2.25에 비해 현저하게 감소함을 보이고 있으며 본 연구는 이열잠제 이상의 다열잠제까지 해석하고 있지 않지만 이러한 결과는 일열잠제보다 적은 재료량으로 구성된 다열잠제의 파랑제어능력을 검토하고 있는 金度三(2000)<sup>3)</sup>의 결과와 동일한 경향을 보인다.

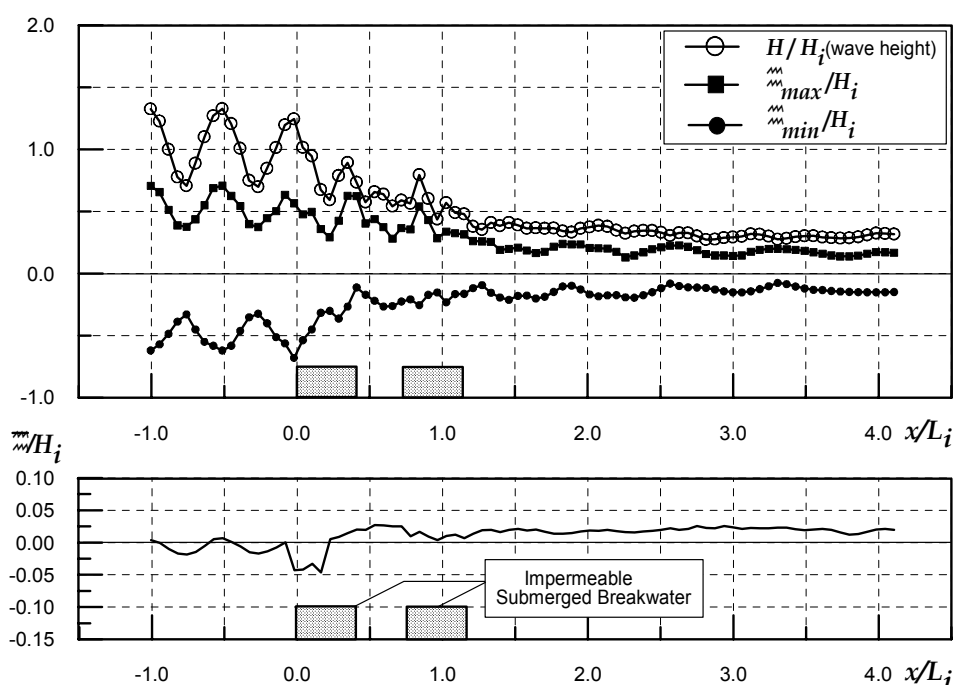
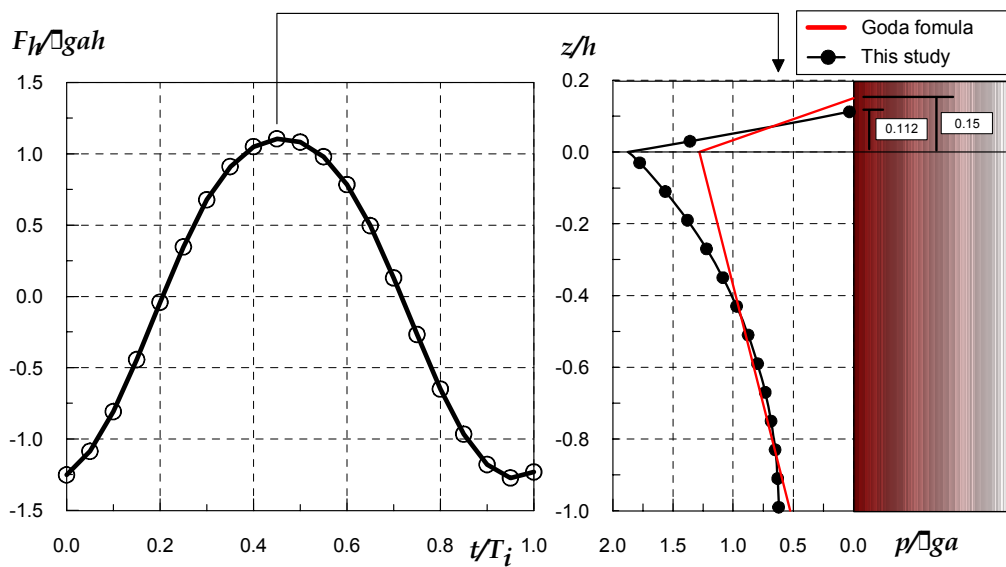


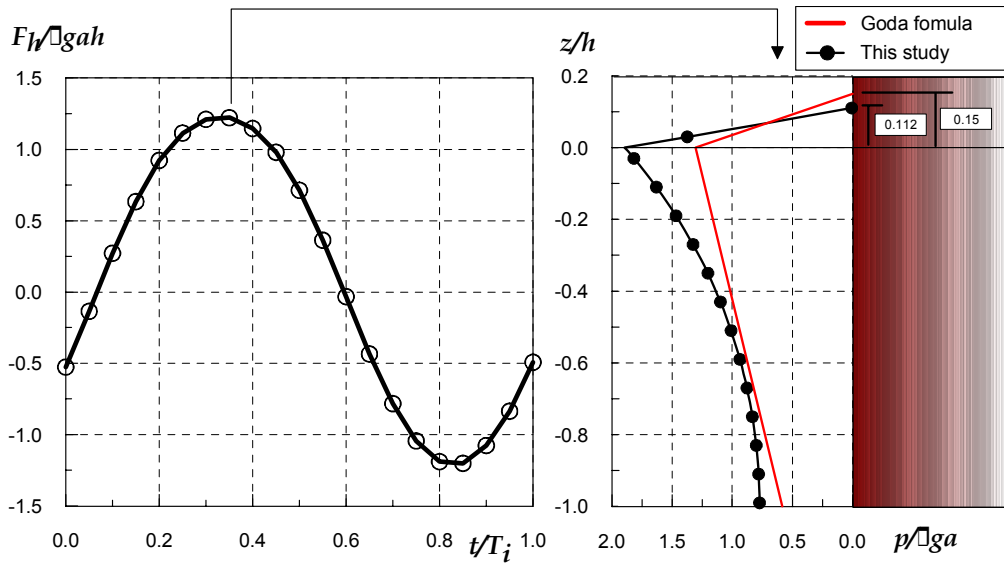
Fig. 2.27 Spatial distribution of wave height and mean water level(4)

## 2.6.6 鉛直壁에 作用하는 水平波力 및 波壓分布

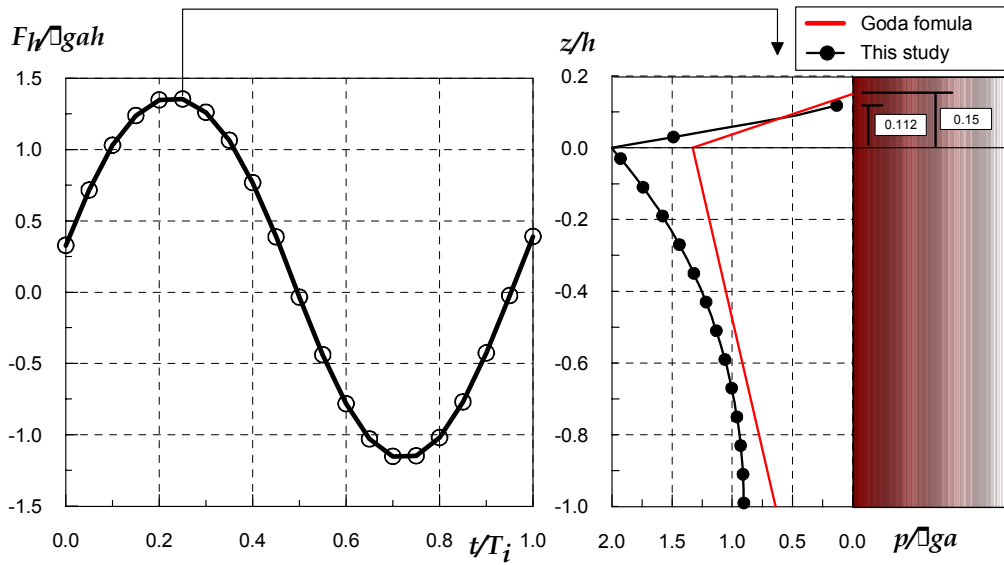
Fig. 2.28은 연직벽에 대한 입사파고의 수심비를  $H_i/h=0.1$ 로 일정하게 유지하고 입사주기  $T_i=1.2, 1.25, 1.3$ 으로 변화시킨 경우 연직벽전면에 한주기 동안의 최고수평파력이 작용하는 경우의 파압분포를 Goda식에 의한 해석결과와 비교하여 나타낸 것이다. 전체적으로 본 해석의 결과치가 Goda식에 의한 해석치보다 큰 값을 보이고 있으며 그 차이는 파랑에너지가 집중되는 정수면상에서 가장 크게 나타나며 정수면에서 멀어질수록 그 차이는 선형적으로 감소하고 수심이 증가할수록 지수함수적으로 감소하고 있다. 또한 주기가 증가할수록 바닥에서의 차이가 증가한다. 연직벽의 전면에서의 수면상승량은 Goda식에 의한 해석결과가 본 연구의 수치실험결과보다 크다. 따라서 Goda식에 의한 연직벽에 작용하는 정수면상에서의 파압분포는 과소평가될 우려가 있으며 수면상승량은 과대평가될 우려가 있다고 판단된다.



(a)  $T_i=1.2$



(b)  $T_i = 1.25$



(c)  $T_i = 1.3$

Fig. 2.28 Horizontal wave loads and wave pressure distributions acting on the vertical wall.

## 第3章. 透過潛堤의 解析

### 3.1 數值解析理論

#### 3.1.1 基礎方程式

투과성잠제의 해석을 위한 수치과동수조 역시 불투과잠제의 경우와 동일하게 해석영역 양쪽에 부가감쇠영역을 두고 유체영역에 line-source가 설치된 정수면을 원점으로 하는 Fig. 3.1과 같은 경우를 고려한다. 투과성구조물외부와 내부에서의 유체를 동일하게 비압축 점성유체로 가정하면 기초방정식은 유체운동에 대한 투과층내부의 저항을 포함한 식 (3.1)의 연속방정식과 식 (3.2), (3.3)의 운동방정식, 그리고 자유표면을 표현하기 위한 식 (3.4)의 VOF 함수 이류방정식으로 구성된다.

$$\nabla \cdot (\gamma_v \mathbf{u}) = \frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = S^* \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial u}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - M_x - R_x \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial w}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - M_z - R_z \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_z S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x u F)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w F)}{\partial z} = FS^* \quad (3.4)$$

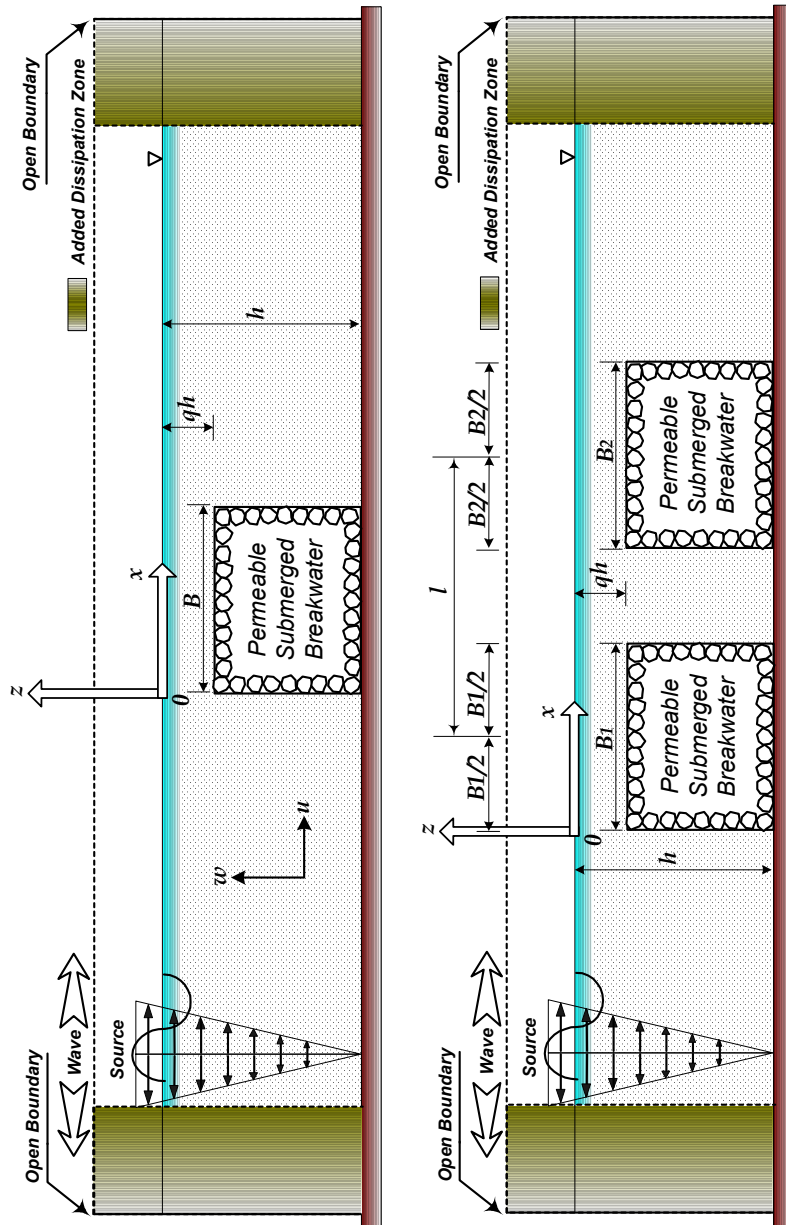


Fig. 3.1 Definition Sketch for analysis of Permeable Submerged Breakwater

여기서  $\gamma_v$  는 체적공극율,  $\gamma_x, \gamma_z$ 는 각각  $x, z$ 방향의 면적공극율을 나타내며  $M_x, M_z$ 는 관성력항,  $R_x, R_z$ 는 항력항으로 투과층내부의 저항을 표현한다. 이러한 추가적인 항들에 대해서는 아래에 설명한다.

### (1) 體積空隙率과 面積空隙率의 定義

Fig. 3.2와 같은 체적요소  $\delta V (= \delta x \delta y \delta z)$ 의 유체가 차지하는 체적을  $\delta V_f$ 로 정의하면 체적요소  $\delta V$ 에 대한 체적공극율은 식 (3.5)와 같다.

$$\gamma_v = \frac{\delta V_f}{\delta V} = \frac{\delta V_f}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{\delta x \delta y \delta z - \text{solid volume}}{\delta x \delta y \delta z} \quad (3.5)$$

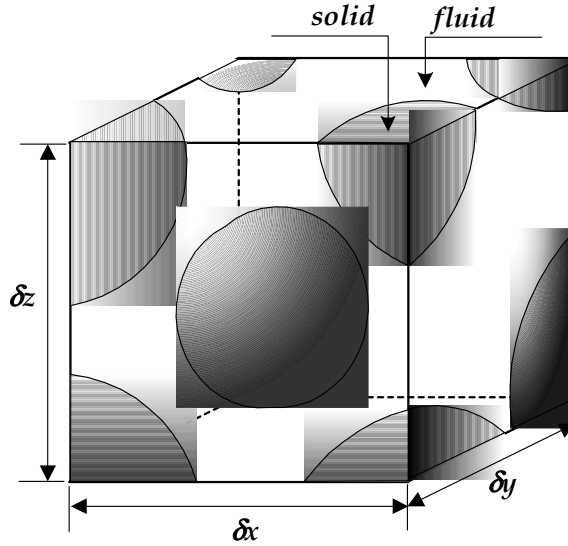


Fig. 3.2 Porosity

또한 Fig. 3.3과 같은 면적요소  $\delta S$ 의 유체가 차지하는 면적을 각 방향에 대해  $\delta S_x, \delta S_y, \delta S_z$ 로 정의하면 면적공극율은 다음과 같다.

$$\gamma_x = \frac{\delta S_x}{\delta y \delta z} = \frac{\delta y \delta z - \{ \text{solid surface area} \}}{\delta y \delta z} \quad (3.6)$$



$$\gamma_y = \frac{\delta S_y}{\delta x \delta z} = \frac{\delta x \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta z} \quad (3.7)$$

$$\gamma_z = \frac{\delta S_z}{\delta x \delta y} = \frac{\delta x \delta y - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta y} \quad (3.8)$$

본 연구는 2차원 파동장을 대상으로 하므로  $\gamma_y$ ,  $\delta y$ 는 무시한다.

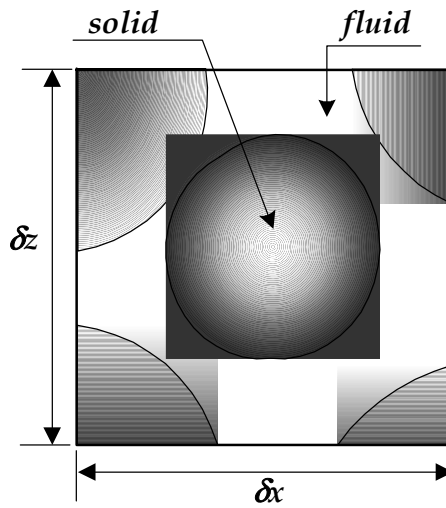


Fig. 3.3 Surface permeability

## (2) 流體抵抗

유체저항은 유체중의 구조물로부터 받는 관성력과 항력으로 대별된다. 그 중 관성력항은 다음식으로 표현된다.

$$M_x = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Du}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (3.9)$$

$$M_z = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Dw}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad (3.10)$$

여기서  $C_M$ 은 관성력계수로  $C_M=1+\kappa$ 로 표현되고  $\kappa$ 는 부가질량계수이다. 일반적으로  $C_M$ 은 실험으로 산정되지만 투과층 공극중의 유체의 일부, 혹은 전부가 부가질량이 되는 것으로 간주하면 부가질량계수  $\kappa$ 는 식 (3.11)의 범위를 취할 수 있고 이로써 관성력계수  $C_M$ 은 식 (3.12)의 범위를 취할 수 있다.

$$0 \leq \kappa \leq \frac{\gamma_v}{1 - \gamma_v} \quad (3.11)$$

$$1 \leq C_M \leq \frac{1}{1 - \gamma_v} \quad (3.12)$$

투과층내의 공극율  $\gamma_v=0.4$ 로 하면 관성력 계수는 식 (3.12)로부터  $1 \leq C_M \leq 1.67$ 의 범위를 갖는다.

항력항에 관해서는 식 (3.13)의 Dupit-Forchheimer형 저항법칙이 있다.

$$\begin{cases} R_x = f_l u + f_r u |u| \\ R_z = f_l w + f_r w |w| \end{cases} \quad (3.13)$$

여기서  $u, w$ 는 각 방향으로의 침투속도이고,  $f_l, f_r$ 는 각각 층류저항계수와 난류저항계수이고 실험으로부터 산정된다.

Ward(1964)<sup>17)</sup>는 입경이 큰 자갈층내의 정상류에 대한 압력손실항에 대해 식 (3.14)를 제안하였다.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla (p + \rho g z) = \frac{\nu \gamma_v \mathbf{q}}{K_p} + \frac{C \rho \gamma_v^2}{\sqrt{K_p}} |\mathbf{q}| |\mathbf{q}| \quad (3.14)$$

여기서  $\mathbf{q}$ 는 투과층내의 침투속도벡터로  $\mathbf{q} = (u, w)$ 이고,  $\nu$ 는 동점성계수,

$C_f$ 는 무차원난류저항계수,  $K_p$ 는 투수계수이다.

식 (3.14)와 같이 손실항은 유속의 2승에 비례한다. 그러나 지금까지의 포텐셜이론에 의한 파동장해석은 해석적인 해를 얻기 위해 Laurentz의 등가일의 법칙을 이용하여 비선형항을 선형화시키고 있다. 본 연구에서는 실제현상과 보다 가까운 형태로 모델화하기 위해 항력항을 직접 비선형인채로 도입하고 있는 柳山 와 龐島(1992)<sup>9)</sup>의 항력항을 도입한다.

$x$ 방향에 작용하는 항력항은 고체를 포함한 미소요소  $\delta x \delta z$ 에 균등하게 작용하는 등가저항으로 간주하면 식 (3.15)로 정의된다.

$$R_x \delta x \delta z \equiv \int \int (\tau_{xx} dA_x + \tau_{xz} dA_z) \quad (3.15)$$

여기서  $dA_x, dA_z$ 는 각각 전단력  $\tau_{xx}, \tau_{xz}$ 가 작용하는 미소면적이다.  $\tau_{xx}, \tau_{xz}$ 를 미소요소  $\delta x, \delta z$ 내에서 일정하다고 가정하면 다음과 같이 근사 시킬 수 있다.

$$\begin{cases} \int \int dA_x \propto (1 - \gamma_x) \delta z \\ \int \int dA_z \propto (1 - \gamma_z) \delta x \end{cases} \quad (3.16)$$

또한 층류적인 저항에 비해 난류적인 저항이 지배적이고 전단응력은 유속의 2승에 비례한 형태로 나타나므로 전단응력  $\tau_{xx}$ 는 식 (3.17)로 표현된다.

$$\tau_{xx} = \frac{1}{2} \rho C_D u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.17)$$

여기서  $C_D$ 는 항력계수이다. 식 (3.16)과 식 (3.17)의 관계를 이용하여 각 방항에 작용하는 항력은 다음과 같다.

$$R_x = \frac{1}{2 \delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.18)$$

$$R_z = \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.19)$$

식 (3.9), (3.10)의 관성력항과 식 (3.18), (3.19)의 항력항을 운동방정식 식 (3.2), (3.3)에 대입하면 다음의 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial u}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{2\delta x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial w}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ & - \frac{1}{2\delta z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_v S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (3.21)$$

여기서,

$$\begin{cases} \zeta_v = \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_x = \gamma_x + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_z = \gamma_z + (1 - \gamma_v) C_M \end{cases} \quad (3.22)$$

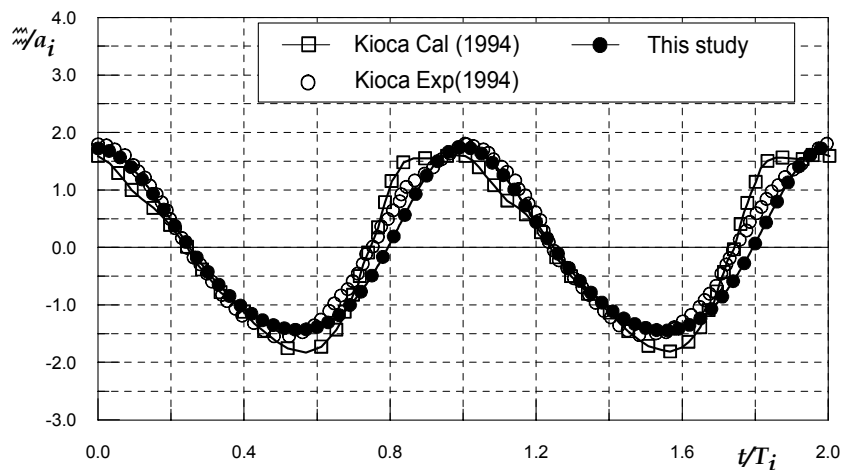
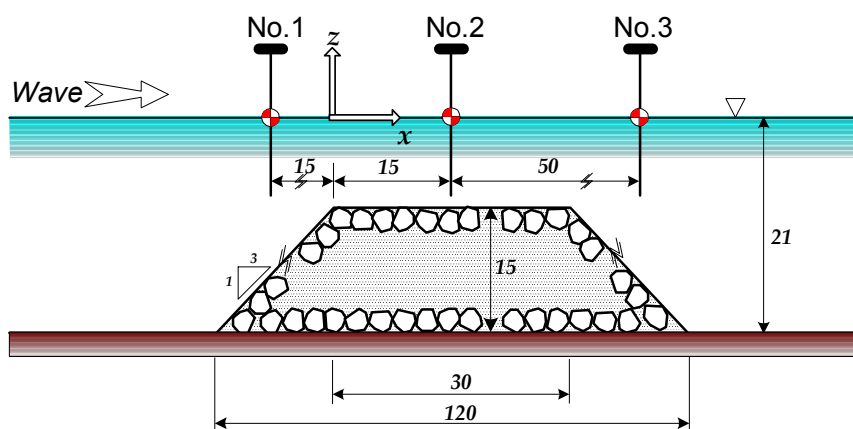
### 3.1.2 數値計算方法

투과성잠제의 해석을 위한 기초방정식인 식 (3.1)~식 (3.4)는 투과층 외부의 영역에서도 만족하므로 계산방법은 제2장의 불투과성잠제에 대해 적용한 경계조건, 안정조건을 동일하게 적용할 수 있다.

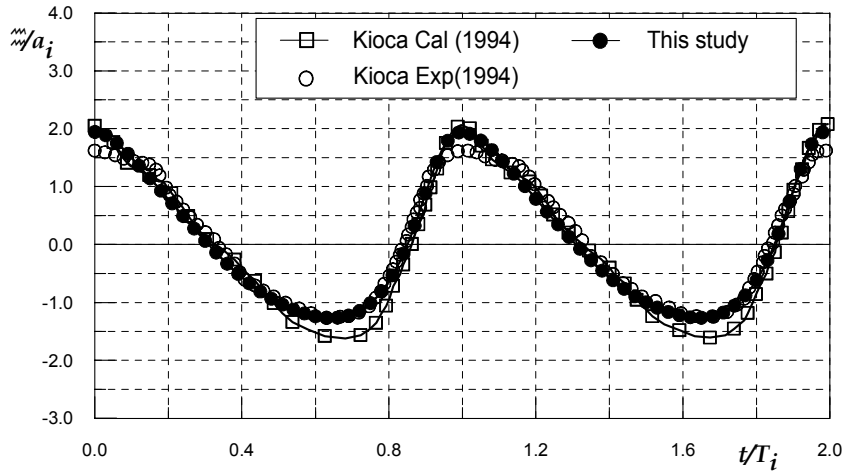
## 3.2 解析結果

### 3.2.1 數值모델링의 檢證

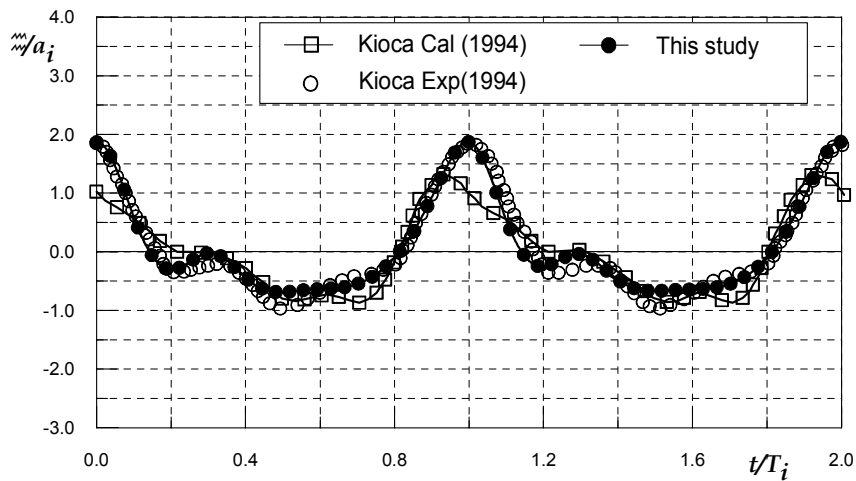
Fig. 3.4는 비선형장파방정식을 이용하여 입사파고  $H_i=3cm$ , 주기  $T_i=1.2\text{ sec}$ 에 대한 투과성사다리꼴잠제의 파랑변형을 해석한 喜岡 등 (1994)<sup>12)</sup>의 실험 및 해석결과와 본 연구의 계산결과를 비교한 것이다.



(a) No.1



(b) No.2



(c) No.3

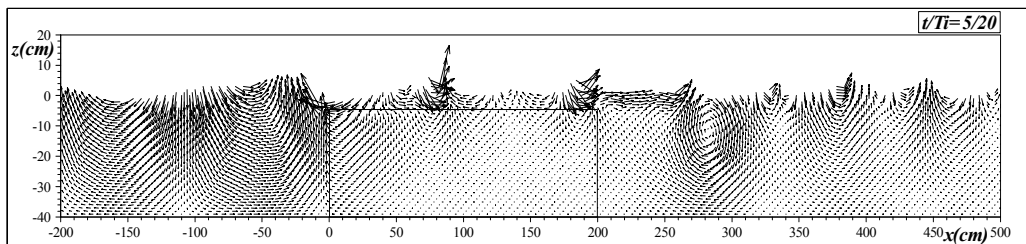
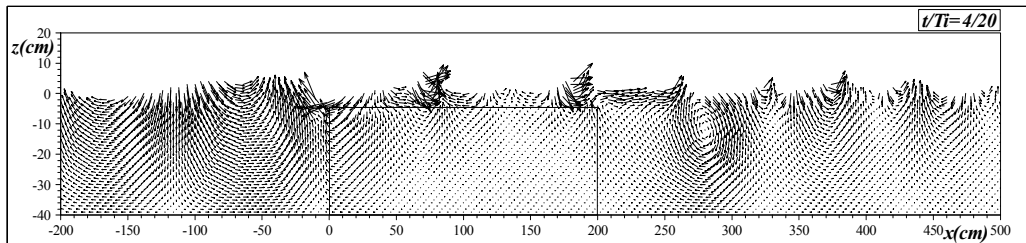
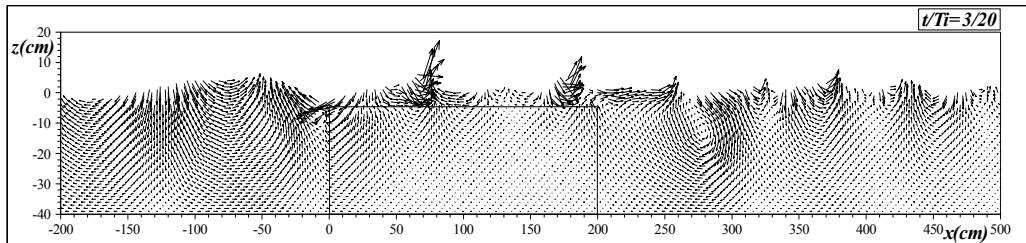
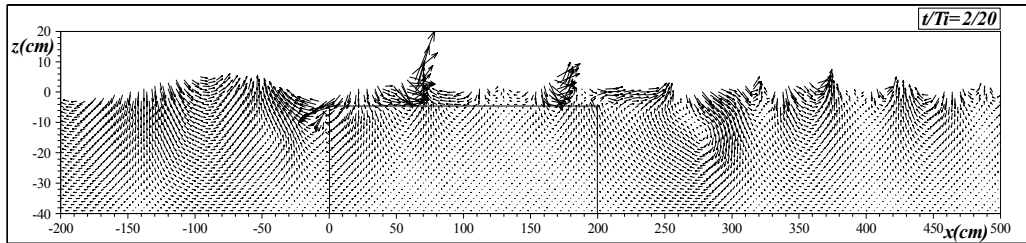
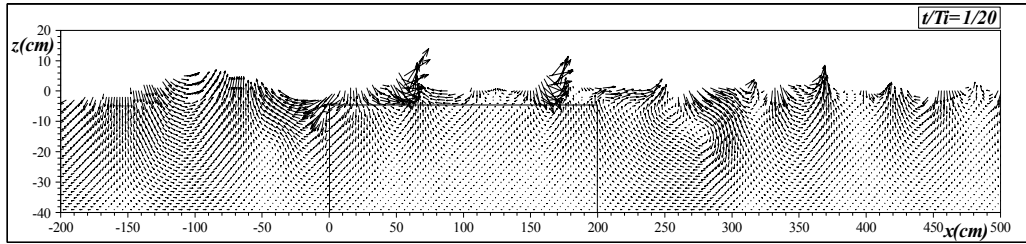
Fig. 3.4 Comparison of Kioca's experiment and calculation and this study

Fig. 3.4(a),(b)에서 본 연구의 해석결과가 喜岡 등(1994)<sup>12)</sup>의 실험결과보다 파봉이 약간 더 높게 평가되는 상이함을 나타내지만 喜岡 등(1994)<sup>12)</sup>의 해석치보다 상대적으로 실험치의 시간파형을 잘 재현하고 있음을 알 수 있다. 파봉에서의 실험치와의 차이는 투과층내의 관성계수와 항력계수의 차이에 의한 것으로 사료되며 이상으로 본 해석결과의 타당성을 확인할 수 있다.

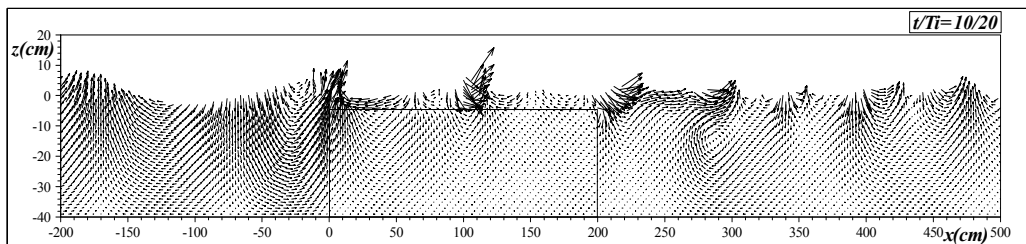
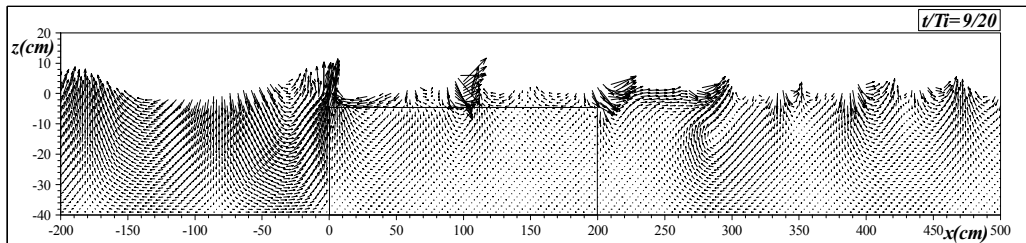
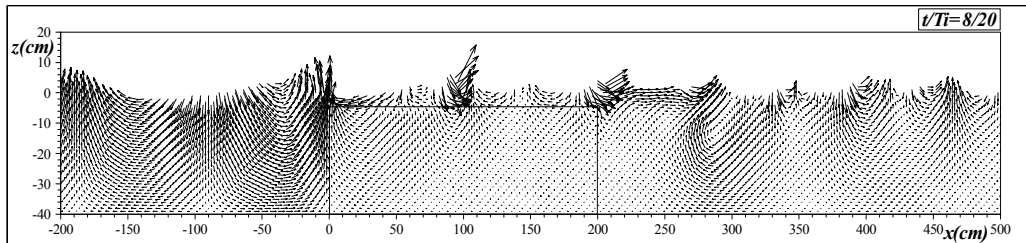
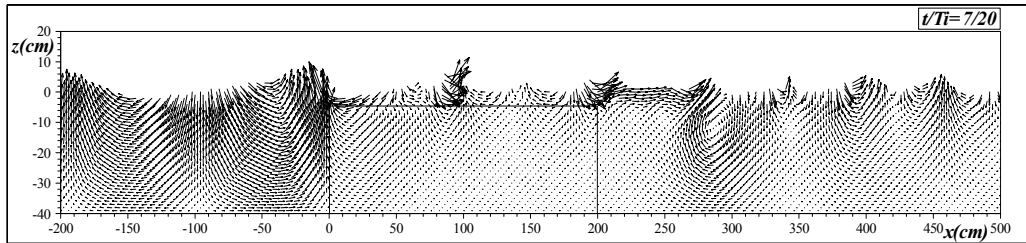
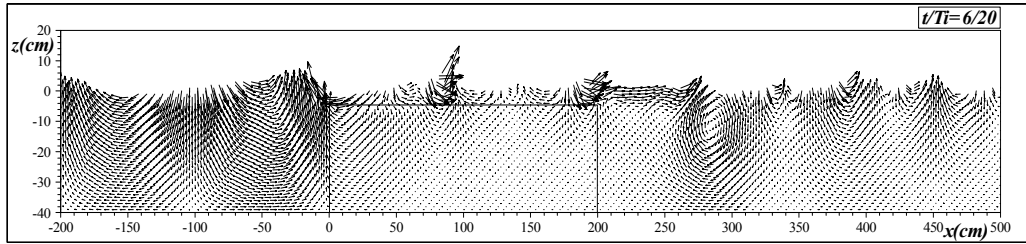
### 3.2.2 潛堤周邊의 流體粒子速度場

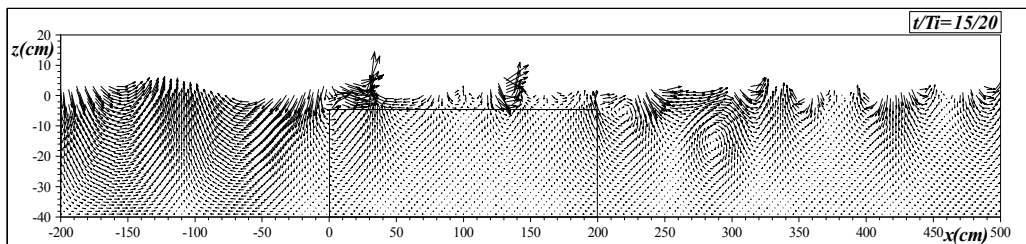
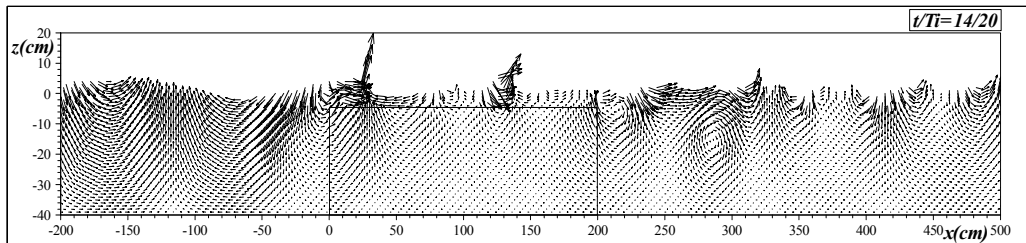
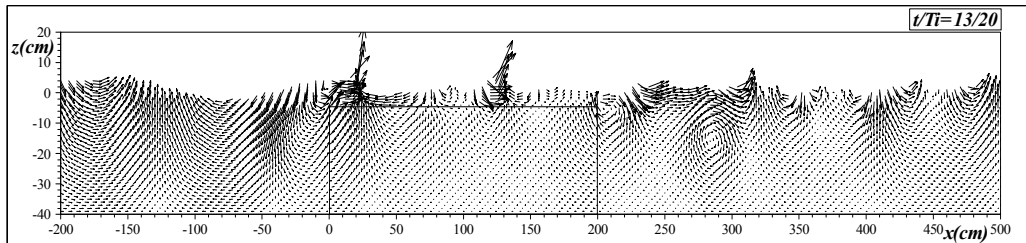
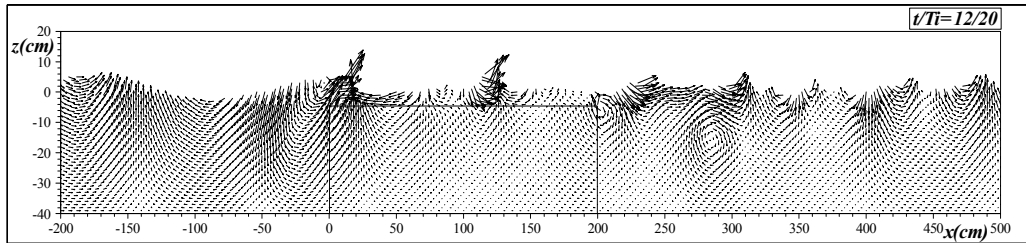
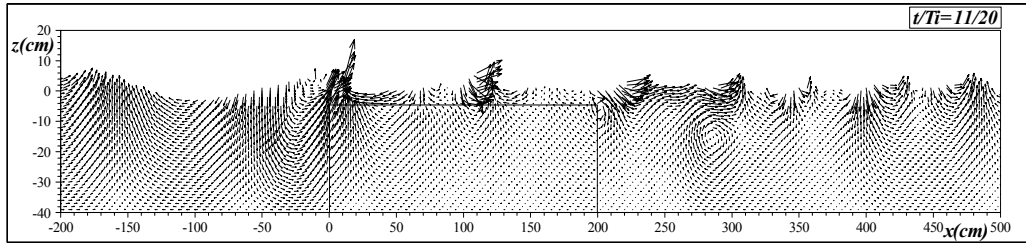
Fig. 3.5는 각각 입사파고  $H=6cm$ , 주기  $T=1.2sec$ 의 입사조건에 대한 한주기 동안의 일열잠제( $B=200cm$ ,  $qh=5cm$ ,  $\gamma_v=0.4$ )의 유속분포를 나타낸다. 입사파가 잠제로 접근함에 따라 잠제에 의한 수심의 급변화로 인해 잠제전면상에서 유체입자속도의 기울기가 급해지는 파랑의 비선형성분이 급격히 발달하고( $t/T_i=4/20 \sim t/T_i=9/20$ ) 잠제천단상을 진행함에 따라 쇄파가 진행되며( $t/T_i=10/20 \sim t/T_i=14/20$ ) 전 시계열에 걸쳐 잠제후면에서는 잠제에 의한 쇄파로 인해 파봉이 분열되는 현상을 관찰 할 수 있다. 또한 잠제천단상에서 입사파랑의 쇄파후 유속은 바다쪽으로 향하는 흐름이 발생되고 잠제배후의 자유수면부근에서는 해안쪽을 향하는 강한 흐름이 형성되며  $270 \leq x \leq 320$ 에서 시계방향의 강한 와(Vortex)가 형성됨을 알 수 있다.

Fig. 3.6은 Fig. 3.5와의 동일한 입사조건에 대한 이열잠제( $B_1=B_2=80cm$ ,  $l=0.75L_i$ ;  $L_i$ 은 입사파장,  $qh=5cm$ ,  $\gamma_v=0.4$ )의 유속분포를 나타낸다. 일열잠제와 동일하게  $t/T=2/5$ 에서 잠제에 의한 수심의 급변화로 인한 잠제전면에서의 비선형파랑성분이 크게 발달하고 첫 번째 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하고 잠제의 사이( $80 \leq X \leq 146$ )와 배후( $290 \leq x \leq 340$ )에서 시계방향의 강한 와가 발생함을 알 수 있다. 특히 이열잠제의 경우 잠제의 사이에서 트렌치와 같은 파랑제어효과를 가져옴으로써 잠제배후영역에서의 유체입자의 속도벡터 크기가 일열잠제에 비해 작음을 알 수 있다. 와의 크기는 일열잠제와 이열잠제 모두 전 시간스텝에 있어서 잠제의 형상과 배치에 따라 다소 차이를 보였으나 방향은 일정하였다. 이러한 와의 발생은 투과성잠제에 의한 파동장해석에 있어 비선형해석이 유체의 비회전을 가정한 선형해석인 포텐셜이론에 비해 보다 고정도해석을 얻을 수 있음을 보여준다.









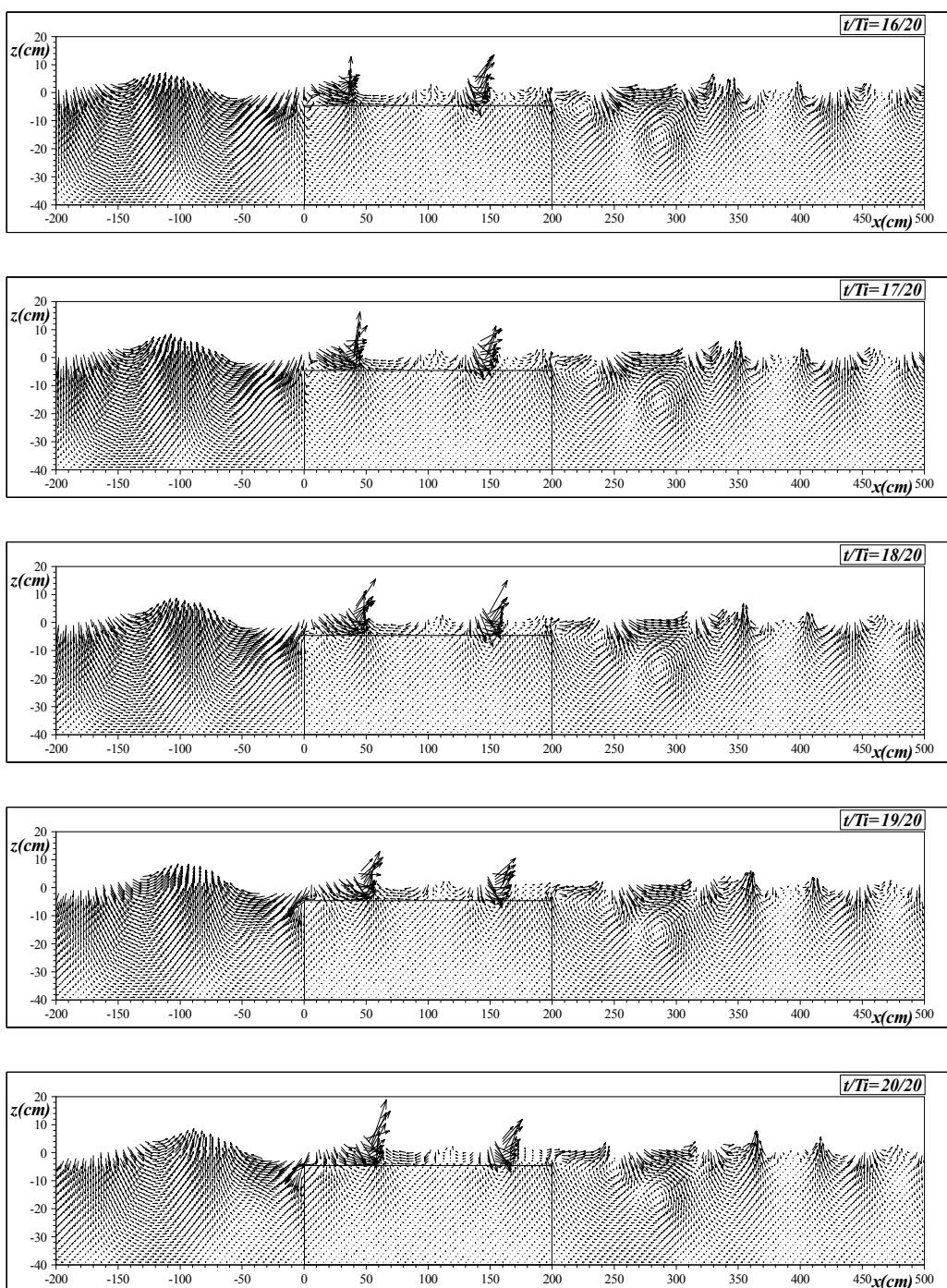
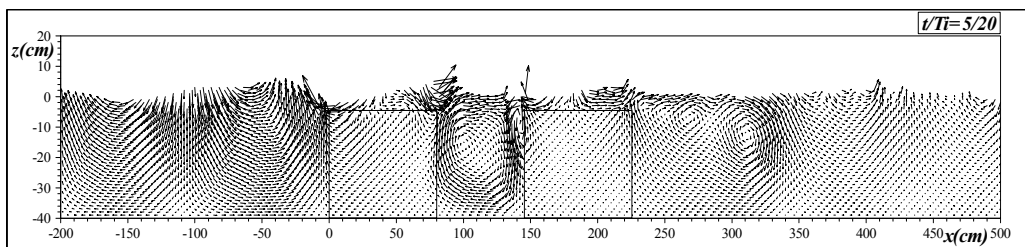
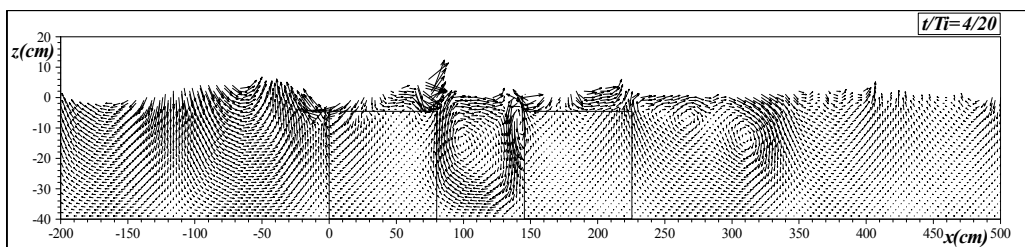
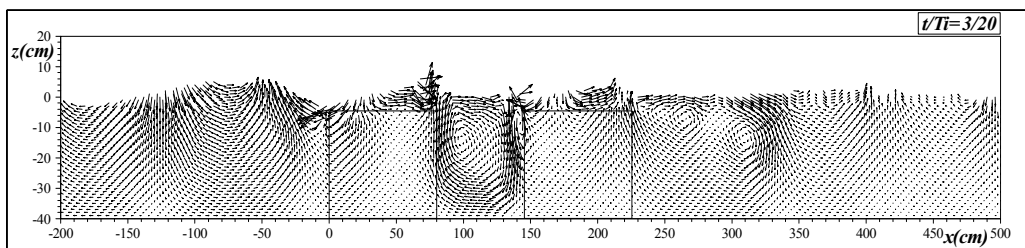
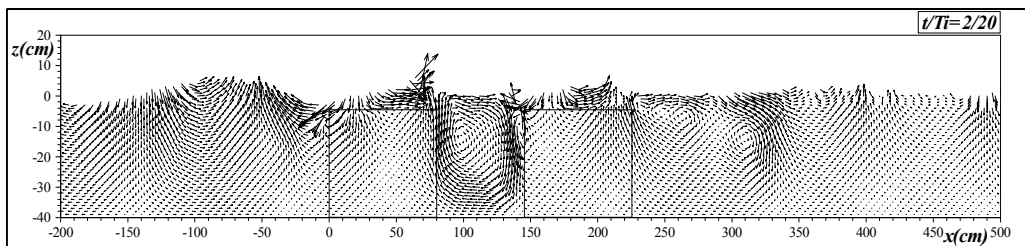
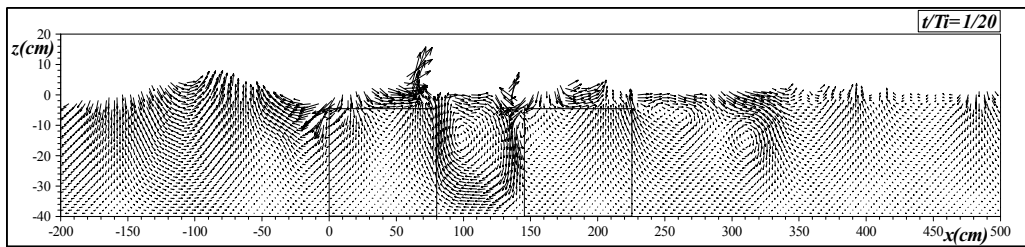
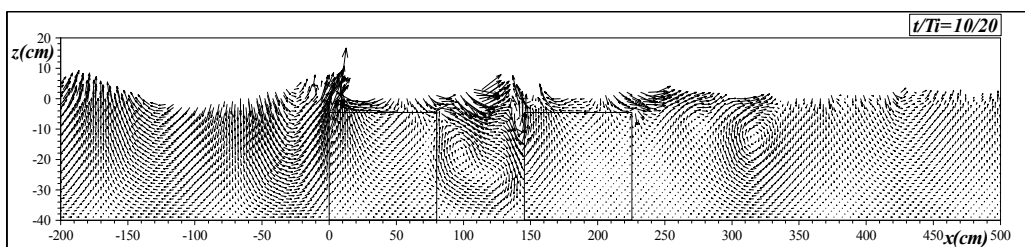
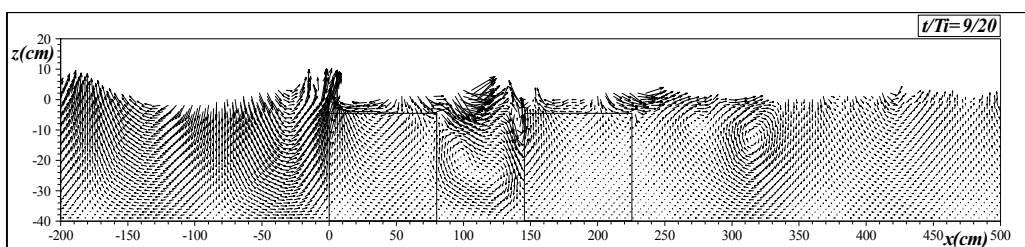
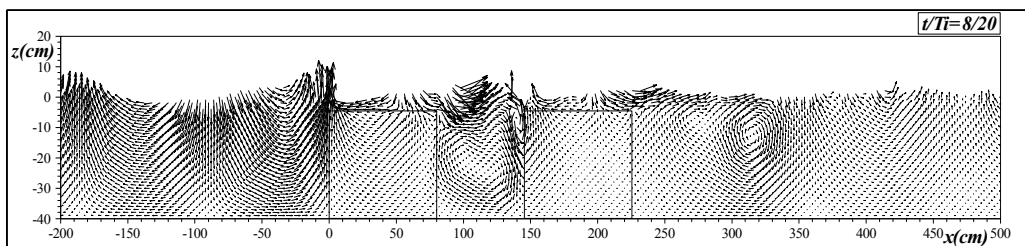
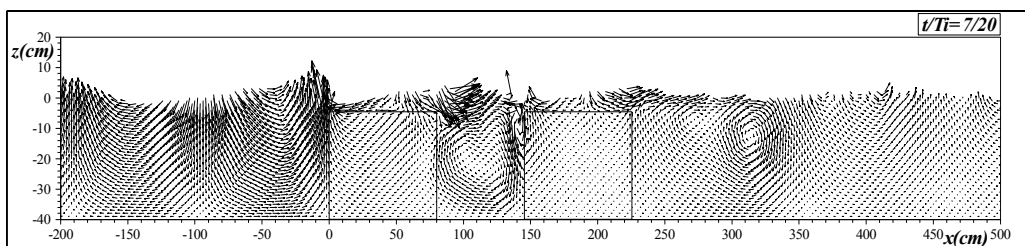
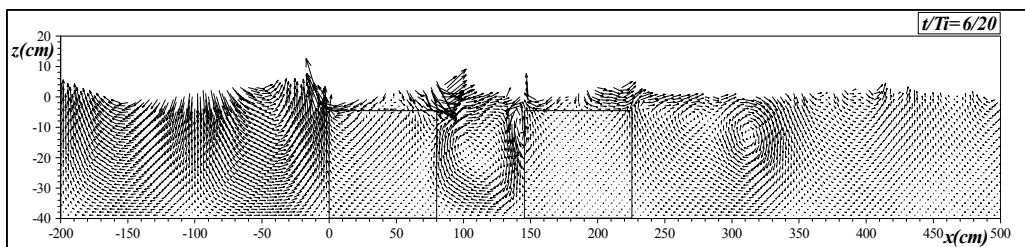
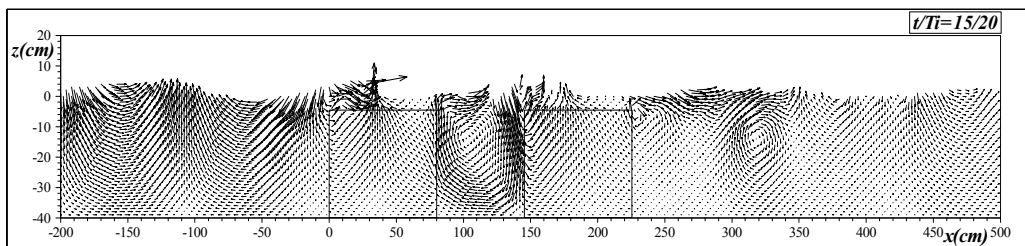
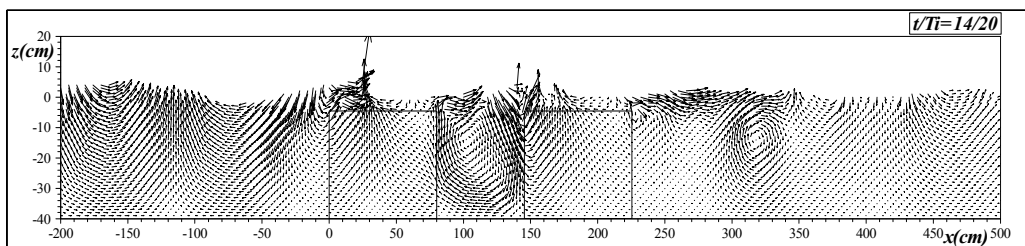
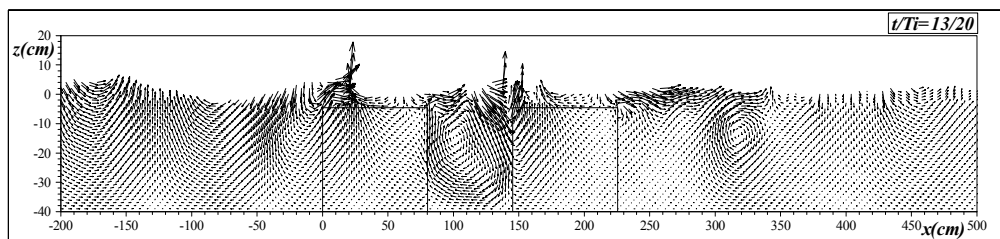
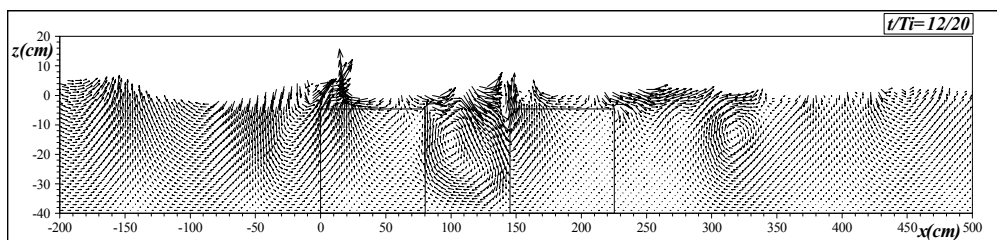
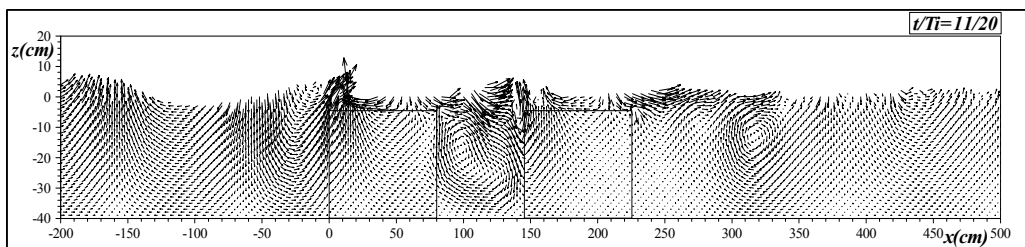


Fig. 3.5 Spatial distribution of velocity due to the one-row permeable submerged breakwater







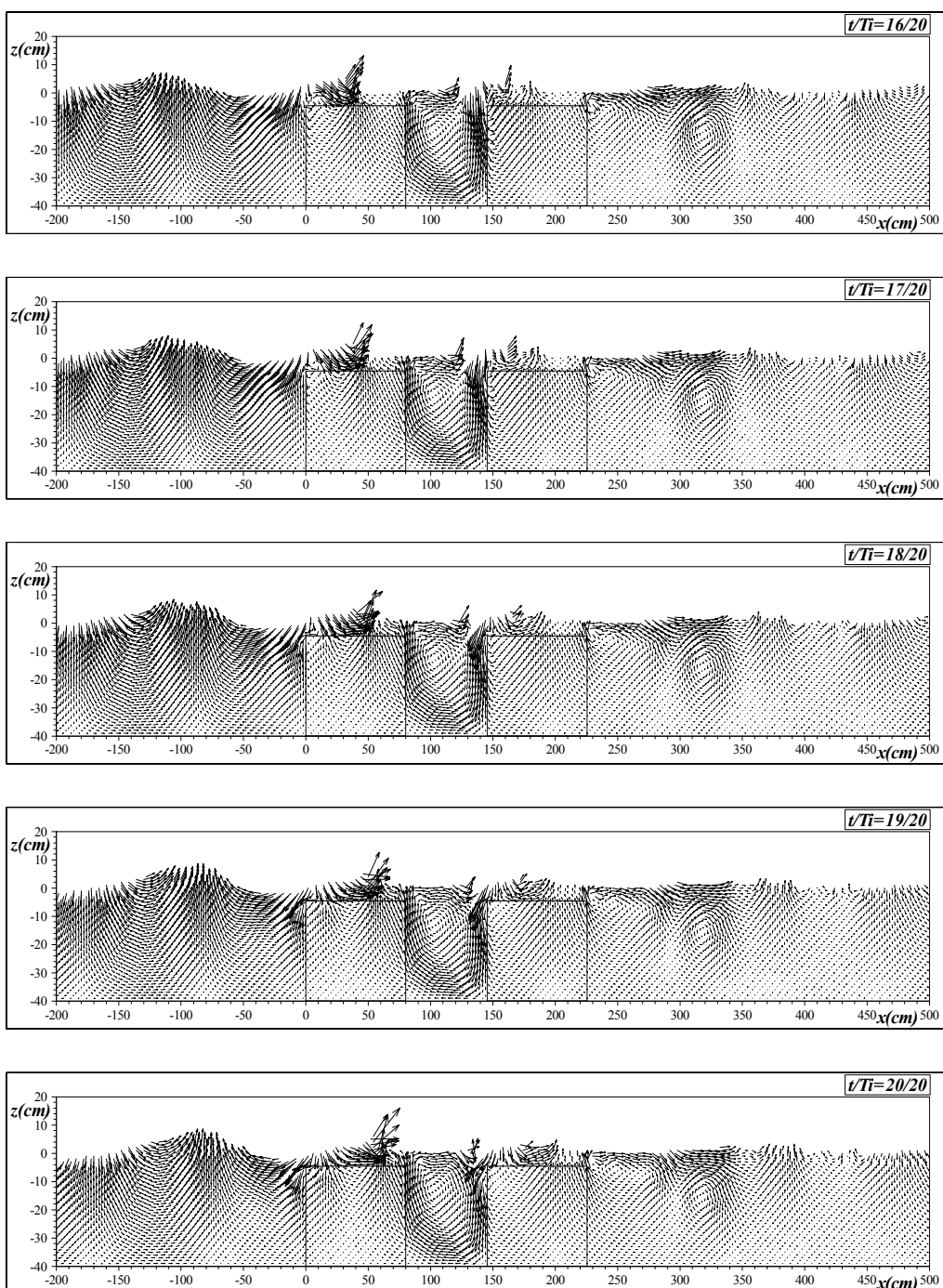


Fig. 3.6 Spatial distribution of velocity due to the two-row permeable submerged breakwater

### 3.2.3 空間水面變動

Fig. 3.7은 파형경사  $H_i/L_i=0.031$ , 수심과장비  $h/L_i=0.205$ , 잠제의 상대진폭  $B/L_i=1.02$ , 천단수심  $qh=5cm$ 의 투과잠제에 의한 한 주기동안의 공간수면변동 결과를 표시한 것이다. 잠제전면에서 잠제에 의한 반사파와 입사파의 위상간섭으로 인해 부분중복파가 형성되어 일정한 포락선을 형성하고 있음을 알 수 있고 불투과잠제천단의 시간파형인 Fig. 2.21(c)과 동일하게 투과잠제의 천단상에서도 파봉이 뾰족하고 파곡이 평탄해지는 강한 비선형성분파가 발생하고 있음이 확인된다. 잠제배후에서는 잠제전면에서의 수면변동에 비해 투과잠제를 통과하면서 수면변동이 감소함을 알 수 있다.

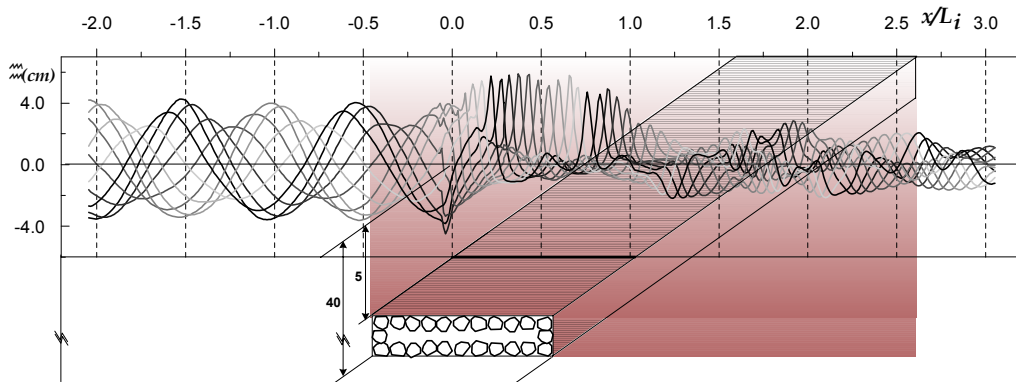


Fig. 3.7 Spatial distribution of water level due to the one-row permeable submerged breakwater(1)

Fig. 3.8은 Fig. 3.7과 동일한 입사조건에서 잠제의 상대진폭만을  $B/L_i=0.41$ 로 감소시켜 계산한 결과이다. 잠제전면에서의 수면변동은 Fig. 3.7과 거의 동일하지만 잠제폭의 감소에 따라 잠제후면에서의 수면변동이 Fig. 3.7에 비해 크을 수 있고 동일하게 잠제천단상에서의 강한비선형효과가 확인된다.



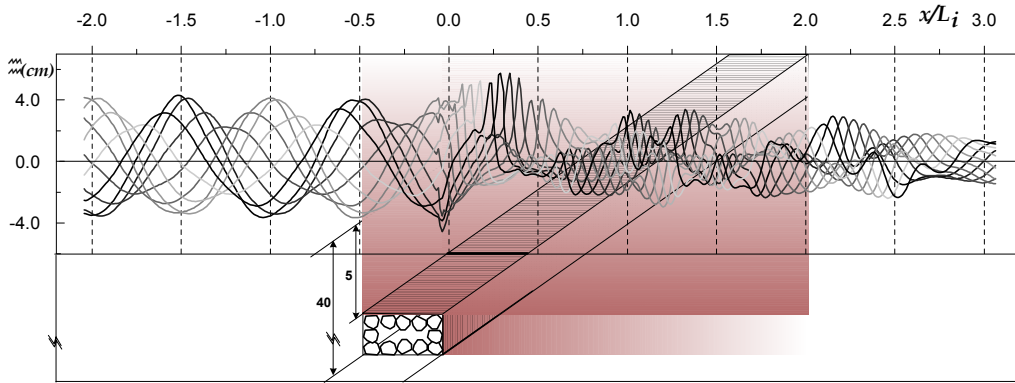


Fig. 3.8 Spatial distribution of water level due to the one-row permeable submerged breakwater(2)

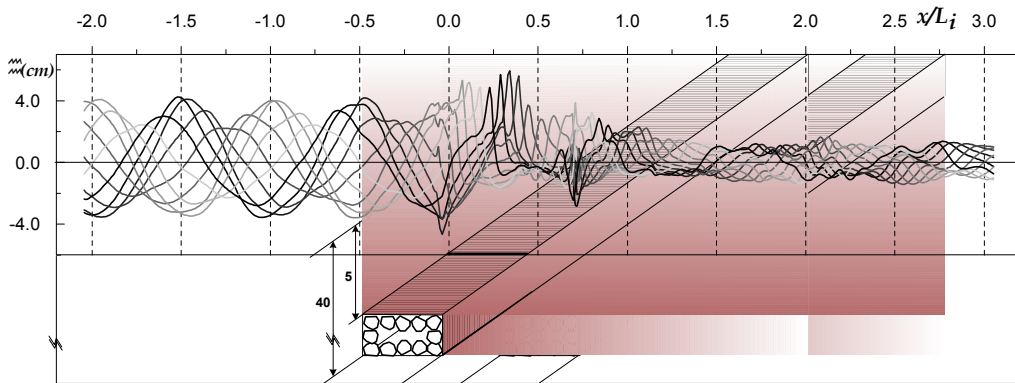


Fig. 3.9 Spatial distribution of water level due to the two-row permeable submerged breakwater(3)

Fig. 3.9는 Fig. 3.7과 동일한 입사조건과 천단수심에 대한 이열잠제 ( $B_1 = B_2 = 80cm$ ,  $l = 0.75L_i$ ;  $L_i$ 는 입사파장,  $qh = 5cm$ )의 결과를 표시한 것이다. 동일한 천단수심에서 일열불투과잠제와 이열불투과잠제의 반사율이 차이를 보인 것과는 상이하게 일열투과잠제와 이열투과잠제 전면에서의 수면변동은 거의 일치하고 있으며 이는 제2장에서 언급한 불투과이열잠제의 Bragg반사 영향이 투과잠제에는 크게 발생하지 않은 것으로 판단된다. 이열투과잠제에서도 일열투과잠제와 동일하게 잠제천단상에서 강한 비선형성분파가 발생하고 그 크기는 해안측의 잠제상에서 발생한 비선형과보다 바다측에서 발생한 비선형성분파가 더욱 크다. 또한 잠제배후에서의 수면변동은 Fig. 3.7 및 Fig. 3.8의 일

열투과잠제에 비해 상당히 안정된 수면변동을 이루고 있음을 알 수 있다.

### 3.2.4 空間波高變化와 平均水位變化

Fig. 3.10은 파형경사  $H_i/L_i=0.026$ , 수심파장비  $h/L_i=0.2$ , 잠제의 상대진폭  $B/L_i=1.03$ , 천단수심  $qh=6cm$ 의 투과잠제주변의 파고  $H$ , 최대수위  $\eta_{max}$ , 최저수위  $\eta_{min}$ , 평균수위  $\bar{\eta}$ 의 공간분포를 입사파고  $H_i$ 로 무차원화시켜 나타낸 것이다. 불투과잠제와 동일하게 잠제전면( $-1.0 < x/L_i < 0.0$ )에서 입사파와 잠제로 인한 반사파에 의해 부분중복파( $0.8 < H/H_i < 1.2$ )가 형성되고 있으나 동일한 잠제형상을 갖는 Fig. 2.24에 비해 적고 잠제배후에서의 파고감쇠효과는 Fig. 2.24의 일열불투과잠제가 투과잠제에 비해 큼을 알 수 있다. 일열투과잠제의 평균수위는 잠제상에서 급격히 증대함을 알 수 있고 잠제배후에서의 수면상승도 확인된다.

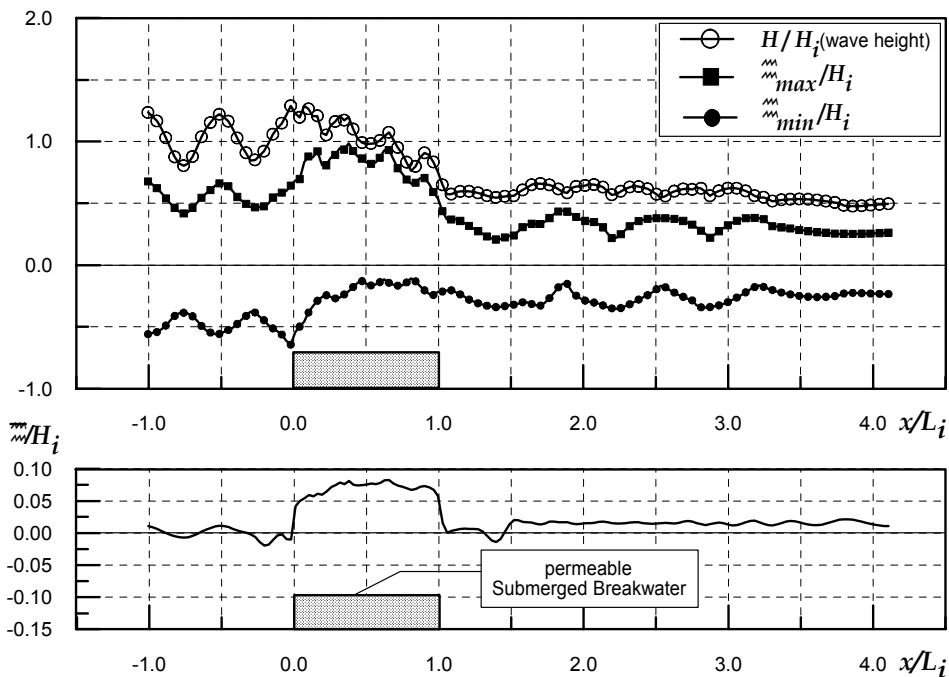


Fig. 3.10 Spatial distribution of wave height and mean water level(1)

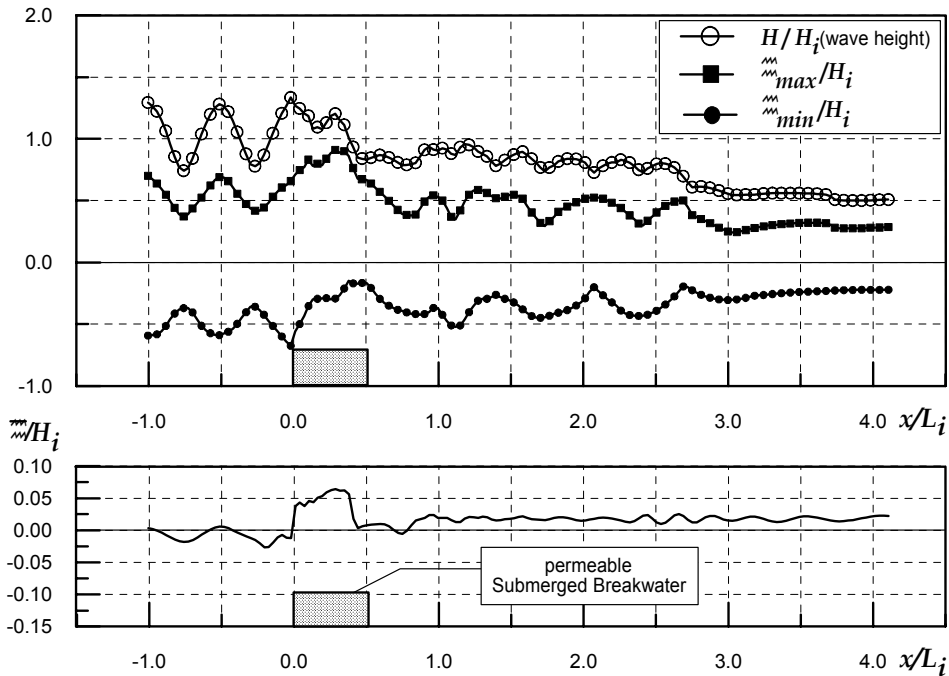


Fig. 3.11 Spatial distribution of wave height and mean water level(2)

Fig. 3.11은 Fig. 3.10과 동일한 입사조건에서 잠제의 상대진폭비를  $B/L_i=0.513$ 으로 변화시킨 결과이다. 동일한 천단수심과 입사조건이지만 Fig. 3.11은 Fig. 3.10과의 비교로 알 수 있듯이 잠제폭이 넓어지면 입사파가 투과층을 통과하는 폭이 증가하고 이로 인해 유체저항길이가 길어지게 되므로 잠제배후에서의 무차원파고가 작아진다. 반면 천단폭의 변화에 따른 잠제전면에서의 반사파고의 차이는 작다.

Fig. 3.12는 동일하게 입사조건과 잠제의 천단수심에 대한 이열잠제 ( $B_1=B_2=80cm$ ,  $l=0.75L_i$ ;  $L_i$ 은 입사파장)의 경우로 Fig. 3.10과 Fig. 3.11의 일열투과잠제에 비해 이열투과잠제가 잠제배후에서의 파고감쇠율이 크다. 입사파의 유체저항을 발생시키는 투과층의 길이는 Fig. 3.10의 경우가 Fig. 3.12의 이열잠제의 전체길이보다 더욱 길지만 오히려 잠제배후에서 이열잠제의 파고감쇠율이 커지는 것은 이열잠제에 의한 유체입자속도분포를 고찰한 Fig. 3.6에서와 같이 이열잠제 사이에 대규모의 와가 형성되어 이로 인한 입사파의 에너지손실이 발생하는 것으로 판단된다.

또한 Fig. 3.10, Fig. 3.11, Fig. 3.12는 잠제폭이나 잠제의 열수에 관계없이 투과잠제의 해측단에서부터  $x$ 방향의 무차원거리  $0.3-0.5$ 까지 투과잠제에 의해 잠제천단상에서 상승한 평균수위가 급격하게 감소하고 있음을 알 수 있다. 이는 Fig. 3.6에서 확인된 잠제배후의 자유수면근방에서의 해안쪽으로 향하는 강한 유속이 발생하여 잠제의 천단상을 통과한 입사파의 에너지가 운동에너지로 전환되면서 상대적으로 위치에너지가 감소하는 것에 기인하는 것으로 사료된다.

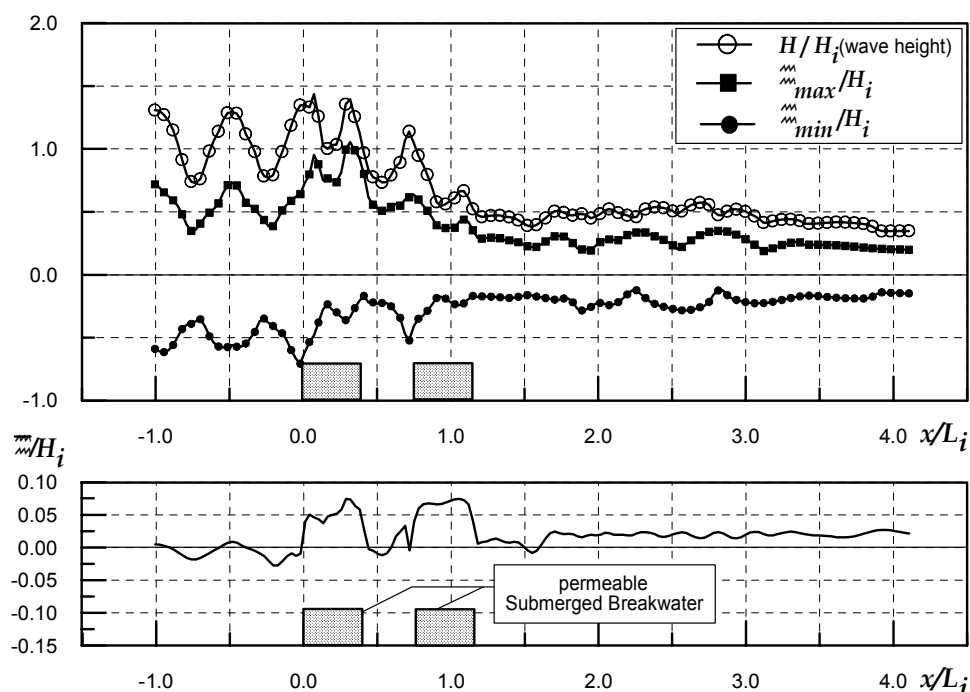


Fig. 3.12 Spatial distribution of wave height and mean water level(3)

### 3.2.5 透過潛堤内部의 流體粒子速度

Fig. 3.13은 Fig. 3.5의 일열잠제의 자유표면형상에 따른 투과층내에서 물 입자 속도를  $t=13.7\text{sec}$ 에서 도식한 것이다. 투과층내의 유속방향은 자유수면의 변화에 따라 파봉이 위치할 때는  $x$ 축의 正의 방향(해안쪽)으로 향하는 흐름이 발생하고 반대로 파곡이 위치할 때는  $x$ 축의 負의 방향(바다쪽)으로

향하는 흐름이 발생하며 zero-up점과 zero-down점에서는 각각 위와 아래 방향의 흐름이 발생하고 있으나 잠제에 의한 비선형성분과의 발생으로 zero-up점과 zero-down점에서 약간의 위상차를 보인다. 따라서, 잠제의 투과 층내 유속방향은 일반파동장의 유속방향과 동일하게 자유표면의 형상에 의해 좌우됨을 확인할 수 있다.

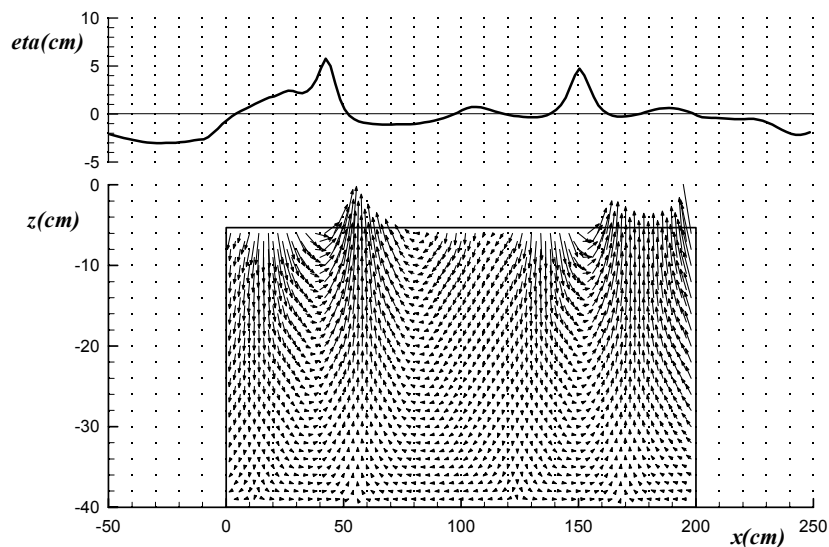


Fig. 3.13 Spatial distribution of velocity in the Permeable Submerged Breakwater

## 第4章. 結論

본 연구는 VOF 법에 기초하여 수치파동수조내에서 쇄파를 수반하는 2차원 파동과 불투과 및 투과 잠제와의 full-nonlinear 간섭현상을 수치적으로 해석하여 그 결과의 타당성을 검증할 수 있었고, 시간 및 공간파형변화, 유속분포, 평균수위 및 무차원파고분포등의 해석으로부터 다음을 본 연구의 결론으로 한다.

### 4.1 不透過潛堤

1. 쇄파가 발생하는 잠제상에서 강한 비선형성분파가 발생하고, 쇄파후에 파의 재생성영역인 잠제배후에서 파봉의 분열되는 현상을 수치해석적으로 재현할 수 있었다.
2. 쇄파점이후에 입사파와 반대 방향인 바다측으로의 강한 유속이 발생한다.
3. 잠제에 의한 쇄파의 위치는 잠제의 상대진폭  $B/L_i$ , 입사파의 상대파고  $H_i/gh$ 에 좌우되나 잠제의 상대진폭의 변화에 따른 차이는 미소하며 입사파의 상대파고가 증가함에 따라 쇄파점의 위치가 잠제의 바다측으로 이동하는 현상이 뚜렷하다.
4. 천단수심이 작을수록 잠제배후에서 파고의 감쇠가 크고 잠제폭이 클수록 파고감쇠가 크며 일열잠제에 비해 이열잠제의 파고감쇠효과가 우수하다.
5. 잠제에 의한 쇄파점에서 wave set-down과 set-up현상이 확인되며 잠제배후에서는 평균수위가 상승한다.

### 4.2 透過潛堤

1. 불투과잠제와 동일하게 쇄파가 발생하는 잠제상에서 강한 비선형성분파가 발생하고, 쇄파후에 파의 재생성영역인 잠제배후에서 파봉이 분열된다.
2. 쇄파점 이후에 입사파와 반대방향인 바다측으로의 강한 유속이 발생하고 잠제배후의 수면에서 해안방향의 강한유속이 발생한다.
3. 일열잠제의 경우 잠제의 배후에서 이열잠제의 경우 잠제배후와 잠제사이에

서 강한 와가 발생하며 그 크기는 불투과잠제에 비해 현저히 크다.

4. 투과잠제의 폭이 커질수록 유체저항길이의 증가로 잠제배후에서의 파고감쇠율이 크며 불투과잠제와 동일하게 이열잠제의 경우가 일열잠제보다 파고감쇠율에서 우수하다.

5. 투과층내의 유체입자의 유속방향은 자유표면의 형상에 의해 좌우된다.

## ＜ 參考文獻 ＞

- [1] 김도삼, 허동수, 윤덕영, 정연태 (1997) : 수치파동수조 중에 놓인 잠제에 의한 쇄파의 수치해석, 대한토목학회논문집, 제 17권, 제 2-3호, pp. 251-259.
- [2] 김도삼, 허동수, 정연태, 윤덕영 (1998) : 투과성잠제에 의한 쇄파의 수치해석에 관한 연구, 대한토목학회논문집, 제 18권, 제 2-1호, pp. 59-65.
- [3] 김도삼 (2000) : 다열잠제에 의한 파랑의 전달율과 반사율, 대한토목학회논문집, 제 20권, 제 1-B호, pp. 85-94
- [4] 김도삼, 정성호, 이봉재, 김인철 (2000) : 경사임사파랑중의 수중다열방파제에 의한 Bragg반사, 대한토목학회논문집, 제 20권, 제 5-B호, pp. 737-745
- [5] 김도삼, 이광호, 허동수, 김정관 (2001) : VOF법에 기초한 불투과잠제 주변파동장의 해석, 대한토목학회논문집 제 21권 제5-B호, pp.551-560.
- [6] 合田良實 (1977) : 港灣構造物耐波設計, 麗島出版會, 日本.
- [7] Somchai Rojanakmethron, 磯部雅彦, 渡辺 晃(1989) : 透過潛堤による波浪變形モデル, 日本海岸工學論文集, 第 36卷, pp.643-647.
- [8] 大山 巧, 灘岡和未(1991) : 非線型不規則波動場を對象とした數値波動水槽の開発, 日本土木學會論文集 , 第 429卷/II-15, pp.77-86.
- [9] 榊山 勉, 鹿島遼一(1992) : ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究報告書, 48p
- [10] 松見吉晴, 石田明雄, 木村 光(1993) : 廣幅潛堤に發生する流體壓力の數値シミュレーション, 日本海岸工學論文集, 第40卷, pp 781-785.
- [11] 織田辛伸, 岩田好一郎, 金 度三 (1993) : 潛水構造物による碎波の數値解析, 日本海岸工學論文集, 第 40卷, pp. 601-605.
- [12] 喜岡 涉, 甲斐宏典, 平岡慎司(1994) : 透水層上の長波方程式と透過潛への適用性について, 日本海岸工學論文集, 第 41卷, pp.711-715.
- [13] 權赫珉 (1996) : 複合斷面における不規則波浪の碎波變形に関する研究, 工學博士 學位論文, 日本 橫濱國立大學大學院.
- [14] 川崎浩司 (1997) : 潛水構造物による碎波變形と再生過程に関する基



- 礎的研究, 工学博士 學位論文, 日本 名古屋大學大学院.
- [15] 蔣 勤, 高橋重雄, 村西佳美, 磯部雅彦 (2000) : 波・地盤・構造物の相互作用に関する VOF-FEM 予測モデルの開発, 日本海岸工学論文集, 第 47 卷, pp. 51-55.
  - [16] 許 東秀, 水谷法美 (2000) : 潜堤上の擬岩に作用する不規則波の波力特性とその予測手法, 日本海岸工学論文集, 第 47 卷, pp. 751-755.
  - [17] Ward, J. C. : Turbulent flow in porous media, J. of Hydraulics, ASCE, Vol. 90, No. HY5, pp.1-12(1964)
  - [18] Welch, J.E., F.H. Harlow, J.P. Shannon and B.J. Daly(1966): The MAC method. A computing technique for solving viscous, incompressible, transient fluid problems involving free surfaces, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Report LA-3425, pp. 145
  - [19] Ito, Y.(1969) : A Treatise on Historical Development of Breakwater Design, Tech. Note of Port and Harbour Research Institute, Vol. 25, No. 11, 3-869
  - [20] Sollit, Ch. K. and Cross, R. H.(1972) : Wave transmission through permeable breakwaters Proc. 13th Coastal Eng. Conf., Vancouver, pp.1827-1846.
  - [21] Longuet-Higgins, M. S. and E. D. Cokelet (1976) : The deformation of steep surface waves on water, I.A Numerical method of computation, Proc. Roy. Lond. A, Vol.350, pp. 1-26.
  - [22] Patankar, S. V(1980), Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, New York.
  - [23] Hirt, C. W. and B. D. Nichols (1981) : Volume of fluid(VOF) method for the dynamics of free boundaries, J. Comp. Phys., Vol.39, pp. 201-225.
  - [24] Kioka, W. (1983) : Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal. Eng. in Japan, Vol.26, pp. 11-18.
  - [25] Dold, J. W. and D. H. Peregrine (1984) : Steep unsteady water waves, An efficient computational scheme, Proc. 19th Coastal. Eng. Conf., Vol.1, pp. 955-967.
  - [26] Brorsen, M. and J. Larsen. (1987) : Source generation of

nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng., Vol.11, pp. 93-113.

- [27] Hinatsu, M. (1992) : Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, J. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No217, pp.1-11.